

С. Э. Хайкин

Электромагнитные колебания и волны

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА

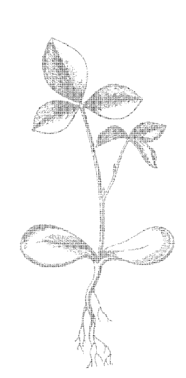
Выпуск 562

С. Э. ХАЙКИН

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Издание второе, дополненное и переработанное





ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1964 ЛЕНИНГРАД

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Берг А. И., Бурдейный Ф. И., Бурлянд В. А., Ванеев В. И., Геништа Е. Н., Жеребцов И. П., Канаева А. М., Корольков В. Г., Кренкель Э. Т., Куликовский А. А., Смирнов А. Д., Тарасов Ф. И., Шамшур В. И.

УДК 621.37
Х 12

Рассмотрены распространение электромагнитных полей в пространстве, колебания в сплошных системах (длинных линиях), в дискретных системах со многими степенями свободы (искусственных длинных линиях), а также в одиночном колебательном контуре.

Книга предназначена для подготовленных радиолюбителей и руководителей радиокружков.

Хайкин Семен Эммануилович

Электромагнитные колебания и волны. М — Л., издательство „Энергия", 1964.
203 стр. с илл. (Массовая радиобиблиотека. Вып. 562)
Тематический план 1964 г., № 346.

Редактор *В. А. Бурлянд* Техн. редактор *О. П. Печенкина*

Обложка художника *А. М. Кувшинникова*

Сдано в набор 5/X 1964 г. Подписано к печати 2/XII 1964 г.
Т-13442 Формат 84×108¹/₃₂ Печ. л. 10,66 Уч.-изд. л. 16,3
Тираж 38 000 экз. Цена 65 коп. Зак. 1593

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати.
Шлюзовая наб., 10.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

В книге рассматриваются только сами физические явления, а не методы их практического применения для целей передачи и приема радиосигналов. Предполагается, что с этой стороной вопроса читатель более или менее знаком.

Рассматриваемыми в книге явлениями, конечно, далеко не исчерпываются все процессы, которые играют роль в радиопередаче и радиоприеме. К тому же и рассмотренные в книге явления описываются применительно к конкретной обстановке, отнюдь не охватывающей всех случаев, встречающихся в процессах радиопередачи и радиоприема. Например, в книге совсем не освещаются специфические особенности электромагнитных колебаний и волн в области сверхвысоких частот (распространение радиоволн в волноводах, антенны сверхвысоких частот и т. п.). Поэтому читатель не найдет в книге прямого объяснения многих физических явлений, с которыми приходится сталкиваться в радиотехнике, но этого и не может дать книга ограниченного объема. В книге изложены только основные физические явления, наиболее важные не с точки зрения их практического применения, а с точки зрения их значения для понимания всех вообще процессов, используемых в радиотехнике.

Как ясно из сказанного, настоящая книга не может служить пособием к непосредственной практической деятельности радиолюбителя. Цель ее иная — помочь радиолюбителю разобраться в сущности тех физических явлений, с которыми ему приходится сталкиваться в своей практической деятельности. И если этой цели книга достигает, автор будет считать свою задачу выполненной.

С. Хайкин

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Цель книги осталась той же, что и в первом ее издании, вышедшем в 1959 г. Однако второе издание подверглось значительной переработке, продиктованной следующими соображениями.

При рассмотрении внешне различных физических явлений, имеющих общую природу, совершенно необходимо ясно представлять себе черты сходства и различия между этими явлениями; невозможно правильное понимание различных физических явлений без отчетливого представления о том, в чем заключаются их сходство и различие. Это относится и к тем электромагнитным явлениям, которые рассматриваются в этой книге. Однако общие соображения о единой природе всех макроскопических электромагнитных явлений здесь ничем не помогут. Необходимо рассмотреть конкретно, в чем заключается сходство, а в чем различие явлений.

В первом издании такой вопрос был поставлен в отношении двух явлений — распространения электромагнитной энергии без помощи проводов и вдоль проводов — и была сделана попытка, пользуясь элементарными соображениями, показать на конкретных примерах, что в обоих случаях мы имеем дело по существу с одним и тем же явлением, протекающим в различных условиях и поэтому несколько по-разному. Вопрос этот является узловым для радиотехники и рассмотрение его должно представлять интерес для радиолюбителей. Однако этим не исчерпываются подобные вопросы в области электромагнитных явлений.

Во втором издании сделана попытка рассмотреть конкретные черты сходства колебаний в распределенных и сосредоточенных системах и этим рассмотрением подтвердить положение о том, что колебания в распределенной и сосредоточенной системах представляют собой по существу одно и то же явление. Чтобы достичь этой цели, потребовалось существенно изменить порядок изложения, а также внести в книгу некоторые новые вопросы. Поскольку во втором издании книги сделана попытка осветить вопросы, которые не могут не интересовать радиолюбителей, автор надеется, что читатели не сочтут напрасным тот труд, который они затратят на чтение этой книги.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить проф. И. А. Яковлева, прорецензировавшего рукопись второго издания и сделавшего много ценных замечаний, которыми я воспользовался при окончательной подготовке рукописи.

С. Хайкин

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЯ

1. Электрическое поле

Электрические заряды действуют друг на друга с определенной силой. По величине этой силы в случае двух одинаковых зарядов можно определить величину зарядов и установить единицу количества электричества. Всякий электрический заряд создает в окружающем пространстве электрическое поле. Электрические заряды взаимодействуют (одноименные отталкиваются, а разноименные притягиваются) именно потому, что заряд создает вокруг себя электрическое поле, а оно действует на другой заряд с некоторой силой. По величине и направлению этой силы мы определяем н а п р я ж е н н о с т ь электрического поля.

Напряженность поля измеряется отношением силы, с которой электрическое поле действует на какой-либо электрический заряд, к величине этого заряда. Величину заряда, который служит для измерения напряженности поля (пробного заряда), мы можем выбирать произвольно, так как сила оказывается пропорциональной заряду, на который она действует, и поэтому отношение силы к величине заряда не зависит от величины заряда.

В частности, мы можем выбрать пробный заряд, равный единице количества электричества. Тогда напряженность электрического поля в данной точке по направлению и величине совпадает с той силой, с которой поле действует на помещенный в данную точку положительный электрический заряд, равный единице количества электричества.

Напряженность в разных точках поля можно характеризовать при помощи с и л о в ы х л и н и й. Это линии, направление которых в каждой точке совпадает с направлением силы, действующей в этой точке на пробный заряд.

Направление силовых линий поля зависит от расположения электрических зарядов. Так, например, в случае заряженного шара силовые линии направлены от поверхности шара по радиусам, если шар заряжен положительно (рис. 1), и к шару, если он заряжен отрицательно (рис. 2), так как в первом случае положительные заряды отталкиваются от шара, а во втором притягиваются к нему.

Силовые линии характеризуют не только направление, но и в е л и ч и н у н а п р я ж е н н о с т и электрического поля. Где силовые линии расположены гуще, там напряженность поля больше. Густота силовых линий, соответствующая напряженности электрического поля, равной единице (о единицах напряженности элек-

трического поля см. ниже), может быть выбрана произвольно; например, мы можем считать, что через площадку в 1 *см*^{2}, перпендикулярную направлению силовых линий, в случае поля, напряженность которого равна единице, проходит 1, 10, 100 или любое другое число силовых линий. Но, раз выбрав это число, мы должны при дальнейшем рассмотрении сохранять его неизменным (так же, как нужно сохранять всякие устанавливаемые для графического определения физических величин масштабы). В рассматриваемом случае заряженного шара густота силовых линий уменьшается по мере удаления от шара; это соответствует тому, что напряженность поля при удалении от шара убывает.

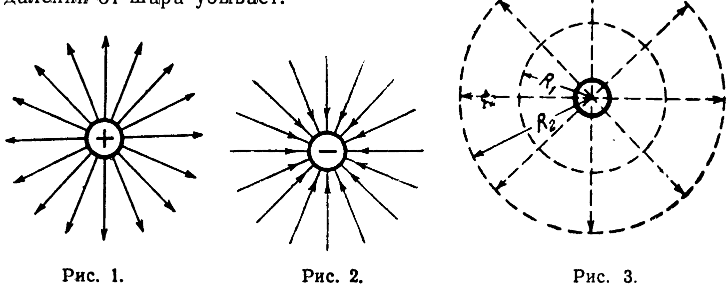


Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3.

Так как силовые линии, идущие от положительно заряженного шара, направлены по радиусам, то они пронизывают сферу любого радиуса R_1, R_2 ..., в центре которой расположен заряженный шар (рис. 3), и через любую из этих сфер проходит одно и то же число силовых линий. Но площадь поверхности каждой из сфер равна $4\pi R^2$, т. е. растет пропорционально квадрату радиуса. Поэтому густота силовых линий с ростом R убывает, как $1/R^2$, а значит, и напряженность поля, создаваемого заряженным шаром, убывает, как $1/R^2$, где R — расстояние от центра шара до той точки, в которой мы рассматриваем напряженность поля.

С другой стороны, напряженность поля, создаваемого электрическим зарядом, пропорциональна величине этого заряда. Поэтому в конечном счете напряженность поля, создаваемого заряженным шаром в свободном пространстве (вакууме),

$$E = k\frac{q}{r^2},$$

где q — заряд шара; r — расстояние от центра шара до той точки, в которой мы рассматриваем напряженность поля; k — коэффициент пропорциональности. Если за единицу напряженности поля принять такую напряженность его, которую создает во внешнем пространстве заряженный шар с зарядом, равным единице, на расстоянии r от центра шара, равном единице, то $k=1$ и $E=q/r^2$ (при условии, что r больше радиуса заряженного шара). Если далее для упрощения расчетов мы примем, что при напряженности поля, равной единице, число силовых линий, проходящих через 1 *см*^{2} поверхности, также равно единице, то через всю поверхность сферы радиуса r при напряженности поля E должно проходить число силовых линий $N=4\pi r^2E$ (так как $E=q/r^2$ и $N=4\pi q$).

Таким образом, число силовых линий, начинающихся на положительном заряде, пропорционально величине заряда q. Но коэффициент пропорциональности зависит от того «масштаба», который мы выбрали для густоты силовых линий. Если, как мы приняли, при напряженности поля, равной единице, через 1 $см^2$ площади проходит одна силовая линия, то этот коэффициент пропорциональности, как мы убедились, оказывается равным 4π. Мы дальше сохраним этот «масштаб густоты» и, следовательно, можем считать, что на каждом положительном заряде, равном единице количества электричества, начинается 4π силовых линий. Ясно, что все сказанное справедливо и для отрицательных зарядов, с той однако, разницей, что силовые линии не выходят через окружающую заряд сферу наружу, а наоборот, входят внутрь сферы. Значит, на отрицательном заряде, равном единице количества электричества, кончается 4π силовых линий.

Все сказанное выше об электрическом поле заряженного шара справедливо для шара сколь угодно малого радиуса, т. е. для «точечного заряда». Зная поле точечного заряда, можно определить поле любого электрического заряда, пользуясь принципом суперпозиции. Любой заряд можно рассматривать как сочетание большого числа точечных зарядов и определить поле каждого из этих точечных зарядов при помощи указанных выше соотношений. Результирующее поле всех точечных зарядов в каждой точке пространства будет представлять собой сумму электрических полей каждого из точечных зарядов в этой точке. В этом утверждении и заключается принцип суперпозиции для рассматриваемой задачи. В дальнейшем мы встретимся с принципом суперпозиции в приме-

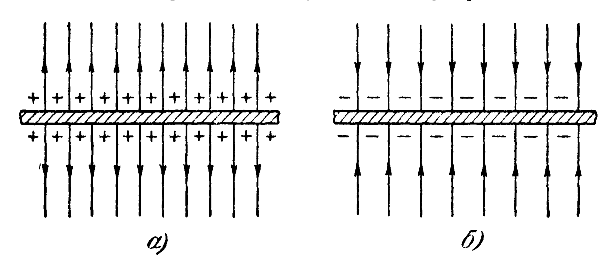


Рис. 4.

нении к другим задачам, в которых общая идея принципа останется прежней, но конкретное содержание будет иным.

Рассматривая поле электрически заряженной пластины как результат сложения полей распределенных по пластине точечных зарядов, мы придем к следующим выводам. В случае большой заряженной пластины заряд по ее поверхности распределяется равномерно (кроме участков, близких к краям пластины). Поэтому вблизи пластины в точках, близких к пластине, но далеких от ее краев, равномерно распределенные заряды создают электрическое поле одинаковой напряженности; силовые линии поля направлены перпендикулярно пластине и густота их во всех точках вблизи пластины одинакова. На рис. 4 изображены силовые линии полей положительно и отрицательно заряженных пластин (абсолют-

ная величина зарядов на рис. 4,*а* больше, чем на рис. 4,*б*). Такое поле, напряженность которого во всех точках одинакова по величине и направлению, называется однородным.

Определить напряженность однородного поля заряженной большой пластины можно, пользуясь полученным выше выражением, связывающим величину заряда с количеством начинающихся или кончающихся на нем силовых линий. Для определенности рассмотрим положительно заряженную пластину. Если площадь пластины равна S и по всей поверхности пластины равномерно распределен заряд q, то значит, плотность заряда на поверхности пластины (т. е. количество электричества, приходящееся на 1 *см*² пластины) $\sigma = q/S$.

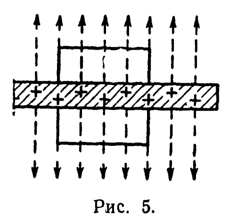


Рис. 5.

Выделим мысленно участок пластины в 1 *см*² (рис. 5) и построим прямоугольный параллелепипед, охватывающий этот выделенный участок пластины сверху и снизу. Площади оснований этого параллелепипеда, очевидно, также равны 1 *см*² каждая. Силовые линии, идущие от заряженной поверхности вверх и вниз, пронизывают верхнее и нижнее основания параллелепипеда (но не пронизывают его боковых стенок, так как силовые линии параллельны боковым стенкам). Значит, половина всех силовых линий, начинающихся на заряде, который приходится на мысленно выделенный 1 *см*² пластины, пронизывает верхнее, а другая половина — нижнее основание параллелепипеда. Но общее количество силовых линий, начинающихся на выделенном 1 *см*², равно $4\pi\sigma$ (так как σ — количество электричества, приходящееся на 1 *см*²). Следовательно, число силовых линий, пронизывающих в отдельности верхнее и нижнее основания параллелепипеда, равно $2\pi\sigma$. Так как площадь каждого из этих оснований равна 1 *см*², то значит, $2\pi\sigma$ есть густота силовых линий вблизи пластины, а при выбранном нами «масштабе густоты» напряженность поля как раз равна густоте силовых линий.

Отсюда следует, что вблизи заряженной плоской пластины возникает однородное электрическое поле, напряженность которого $E = 2\pi\sigma$. Эта напряженность поля остается неизменной при удалении от пластины на расстояние, малое по сравнению с размером пластины.

Как уже указывалось, силовые линии электрического поля, создаваемого электрическими зарядами, начинаются на положительных зарядах и кончаются на отрицательных и число силовых линий, которые начинаются на данном положительном заряде, должно быть равно числу силовых линий, которые кончаются на таком же по величине отрицательном заряде. Поэтому если расположить достаточно близко друг к другу два равных по величине, но разноименных заряда, то все силовые линии поля, начинающиеся на положительном заряде, будут кончаться на отрицательном (рис. 6).

Как мы убедились выше, напряженность электрического поля в каждой точке имеет не только определенную величину, но и определенное направление. Такие «направленные величины» называются векторными величинами или векторами. Вектор напряженности поля в каждой точке можно изобразить стрелкой, длина ко-

торой в некотором условном масштабе выражает величину напряженности поля, а направление стрелки указывает направление напряженности поля.

Изображение электрического поля при помощи силовых линий позволяет построить вектор напряженности в любой точке поля. Направление напряженности поля в каждой точке совпадает с направлением силовой линии. Если силовые линии являются прямыми, то вектор (направление стрелки) просто совпадает с линией, если же силовые линии являются кривыми, то вектор касателен к силовой линии. Длина стрелки должна быть пропорциональной напряженно-

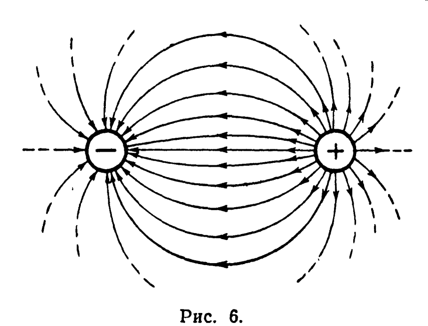


Рис. 6.

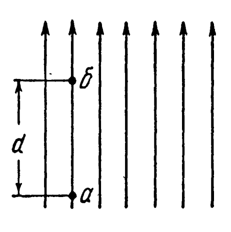


Рис. 7.

сти поля, т. е. там, где силовые линии расположены гуще, стрелки должны быть длиннее, а там, где силовые линии реже, стрелки должны быть короче.

Наряду с напряженностью электрического поля, которая характеризует поле в данной точке пространства, важной характеристикой электрического поля служит напряжение между какими-либо двумя точками поля. Связь напряженности электрического поля с напряжением между какими-либо двумя точками этого поля наиболее проста в случае однородного поля. Если мы выберем в таком поле две точки *а* и *б*, лежащие на одной силовой линии (рис. 7), то напряжение между этими точками

$$U=Ed,$$

где E — напряженность поля, а d — расстояние между точками *а* и *б*.

Отсюда напряженность поля

$$E=\frac{U}{d}.$$

В случае неоднородного поля (т. е. поля, в котором напряженность меняется от точки к точке) связь между напряженностью поля и напряжением более сложна, но качественно картина остается прежней: чем больше расстояние между точками, лежащими на одной и той же силовой линии, тем больше напряжение между этими точками. Если напряжение измеряется в вольтах, то напряженность поля, которая в простейшем случае однородного поля представляет собой частное от деления напряжения на расстояние между точками, измеряется в вольтах на сантиметр (*в/см*) или вольтах на метр (*в/м*).

Поскольку электрические заряды действуют друг на друга с некоторой силой, для продвижения зарядов против этих сил (сближения одноименных зарядов или удаления разноименных зарядов) нужно затрачивать работу. Наоборот, если заряды могут свободно двигаться, то одноименные заряды будут удаляться друг от друга, а разноименные приближаться друг к другу. При этом силы взаимодействия между зарядами будут совершать как раз такую работу, какая была затрачена на сближение одноименных зарядов или удаление разноименных. Совершаемая силами взаимодействия работа идет на ускорение зарядов (сообщение им кинетической энергии) или превращается в какой-либо другой вид энергии.

Так как взаимодействующие заряды способны совершать работу, то всякая система зарядов обладает энергией. Однако эта энергия сосредоточена не в самих зарядах, а в том электрическом поле, которое эти заряды создают, и распределена в пространстве, занимаемом полем. При этом плотность энергии электрического поля, т. е. количество энергии, содержащейся в единице объема, занимаемого полем, определяется напряженностью электрического поля в рассматриваемой части объема. Чем больше напряженность электрического поля в данном элементе объема, тем больше плотность энергии в этом элементе объема (в дальнейшем мы найдем количественное выражение той связи, которая существует между напряженностью электрического поля и плотностью энергии этого поля). Поскольку энергия электрического поля W_e, или, короче, электрическая энергия, связана с электрическим полем, то если поле исчезает, тогда согласно закону сохранения энергии электрическая энергия превращается в другой вид энергии или в тепло.

2. Проводники в электрическом поле

Электрическое поле действует по-разному на помещенные в него различные тела. В зависимости от характера действия электрического поля все тела можно разделить на три основные группы: проводники, изоляторы или диэлектрики и занимающие особое положение в отношении поведения в электрическом поле полупроводники.

Мы ограничимся рассмотрением свойств только проводников и диэлектриков и поведения их в электрическом поле.

Поведение тел в электрическом поле определяется свойствами атомов, из которых эти тела построены, и в очень большой степени расположением атомов в телах. Как известно, в состав атомов входят электрически заряженные частицы, содержащие одинаковые по величине, но разные по знаку заряды. Положительно заряженные частицы (протоны) входят в состав ядра атома, а отрицательно заряженные частицы (электроны) образуют «электронную оболочку» атома.

В нормальном состоянии всякий атом содержит одинаковое число протонов и электронов, и поэтому общий электрический заряд его равен нулю. Тело, состоящее из таких электрически нейтральных атомов, в целом также является электрически нейтральным. Электроны удерживаются в атоме силами электрического притяжения к ядру. Эти силы в различных атомах имеют различную величину. Если эти силы малы, то электрон легко может быть

удален внешними воздействиями из электронной оболочки атома, и тогда вследствие того что число электронов в атоме стало меньше числа протонов, общий заряд атома оказывается положительным — атом превращается в положительный ион. Однако если при этом все электроны, потерявшие связь с атомами, не выходят за пределы данного тела, то тело в целом по-прежнему остается электрически нейтральным.

В некоторых телах, в первую очередь в металлах, часть электронов удерживается в атомах столь слабыми силами, что они легко могут выходить за пределы атома и двигаться в теле, пока не будут захвачены каким-либо другим атомом, к которому они подошли на достаточно близкое расстояние. В этом случае тело состоит уже не из нейтральных атомов, а из почти неподвижных положительных ионов, между которыми хаотически движутся потерявшие связь с атомами электроны. Интенсивность этого хаотического движения тем больше, чем выше температура тела. Потерявшие связь с атомами «свободные» электроны представляют собой как бы газ, частицы которого движутся между атомами и совершают хаотическое тепловое движение, аналогичное тепловому движению частиц газа.

Если такое тело помещено в электрическое поле, то это поле сообщает всем свободным электронам ускорение в одном и том же направлении, противоположном направлению поля (на отрицательные заряды со стороны электрического поля действуют силы, направленные в сторону, противоположную направлению поля). Пока электрическое поле отсутствует и свободные электроны движутся хаотически, т. е. во всевозможных направлениях и с различными скоростями, но с одинаковой средней скоростью во всех направлениях, за один и тот же промежуток времени через любое сечение проводника в двух противоположных направлениях пролетает одинаковое количество электронов. Вследствие этого в отсутствие электрического поля тока в электрическом проводнике не возникает.

Когда же электрическое поле сообщает всем хаотически движущимся электронам ускорение в одном и том же направлении, скорость движущихся в этом направлении электронов возрастает, а движущихся в обратном направлении — уменьшается. В результате этого средняя скорость движения свободных электронов в направлении сообщаемого им полем ускорения оказывается большей, чем в противоположном направлении.

Правда, разница в средних скоростях электронов в направлениях против поля и по полю обычно бывает очень малой. Это объясняется тем, что средняя скорость хаотического движения электронов велика; она тем больше, чем выше температура тела (при комнатной температуре она составляет около 100 *км/сек*). Средняя же скорость, сообщаемая электронам электрическим полем, несравненно меньше; даже при очень сильных электрических полях она не превышает 100 *м/сек*, а при тех электрических полях, с которыми обычно приходится иметь дело на практике, она обычно составляет малые доли сантиметра в секунду.

Но даже очень небольшое различие в средних скоростях электронов в двух направлениях коренным образом изменяет всю картину. В двух противоположных направлениях будет проходить уже различное количество электронов. А так как число электронов в теле очень велико, то даже очень небольшое различие в средних

скоростях приводит к тому, что избыток числа электронов, проходящих через сечение в направлении большей средней скорости, по сравнению с числом электронов, проходящих в направлении меньшей средней скорости, очень велик.

Для пояснения сказанного перейдем к конкретным числам. В 1 *см*^{3} металла содержится примерно $1 \cdot 10^{23}$ свободных электронов. Они совершают хаотическое движение во всех направлениях со средней скоростью порядка 100 *км/сек*, т. е. $1 \cdot 10^7$ *см/сек*. При этом в секунду через площадку в 1 *см*^{2} будет проходить в каждую сторону (т. е. в одном из шести возможных направлений) число электронов порядка $1 \cdot 10^{29}$. В отсутствие электрического поля это число будет в среднем точно одинаковым во всех направлениях. Но если в металле существует электрическое поле, которое в направлении против поля увеличивает среднюю скорость хаотического движения электронов, а в направлении по полю уменьшает эту среднюю скорость на 0,1 *см/сек*, т. е. увеличивает и уменьшает среднюю скорость на $1 \cdot 10^{-8}$ ее величины, то в таком же отношении соответственно увеличивается и уменьшается число электронов, проходящих в обе стороны через перпендикулярную направлению поля площадку в 1 *см*^{2}. Следовательно, в направлении против поля в 1 *сек* будет проходить электронов на $1 \cdot 10^{21}$ больше, а в направлении по полю $1 \cdot 10^{21}$ меньше, чем в отсутствие поля.

Избыток числа электронов, проходящих в 1 *сек* в первом направлении, над числом электронов, проходящих во втором направлении, составит $2 \cdot 10^{21}$. Так как заряд электрона составляет $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к* (кулона), то этот избыток соответствует заряду 320 *к*. Такой большой заряд будет проходить в 1 *сек* через площадку в 1 *см*^{2} в результате изменения средних скоростей хаотического движения под действием электрического поля. Это значит, что в теле появится электрический ток 320 *а* на каждый квадратный сантиметр сечения, перпендикулярного направлению поля. Направление этого тока обратно направлению, в котором средняя скорость движения электронов больше (так как за направление тока принимается направление движения положительных зарядов), т. е. совпадает с направлением вызвавшего его электрического поля.

Тела, в которых под действием электрического поля возникает электрический ток, называются **проводниками электричества**. В рассмотренном случае электрический ток создается движением электронов, и проводники с таким механизмом возникновения тока называются **проводниками с электронной проводимостью**. Ее называют иногда также **металлической проводимостью**, так как она характерна главным образом для металлов. В других телах, преимущественно жидкостях (например, растворах кислот и солей), свободные электроны отсутствуют, но зато образуются положительные и отрицательные ионы, т. е. части молекул, в которых соответственно число протонов преобладает над числом электронов и наоборот. В этих жидкостях под действием электрического поля, помимо хаотического движения ионов, возникает регулярное движение их: положительных — по направлению поля и отрицательных — в направлении против поля. Это движение ионов и создает электрический ток. Такие проводники называются проводниками с ионной проводимостью. Вследствие того что носителями зарядов являются не электроны, а положительные и отрицательные ионы (части молекул), прохождение электри-

ческого тока в проводниках с ионной проводимостью сопровождается переносом вещества (электролиз).

Газ, состоящий из нейтральных молекул, не является проводником электричества, так как в нем отсутствуют заряженные частицы, которые могли бы под действием электрического поля создавать ток. Но если под влиянием каких-либо причин атомы газа распадаются на ионы и электроны, то в таком ионизованном газе под действием электрического поля, помимо хаотического возникает регулярное движение электронов и ионов, которое и создает электрический ток. Образование ионов в газе может быть вызвано как внешними причинами, например воздействием света или быстрых заряженных частиц, так и самим электрическим полем. В первом случае проводимость газов называется несамостоятельной, во втором — самостоятельной.

3. Сопротивление проводников

При прохождении тока по проводнику участвующие в образовании тока заряженные частицы сталкиваются с другими частицами (ионами или нейтральными атомами и молекулами) и теряют ту скорость, которую им сообщило электрическое поле. Кинетическая энергия, которую получили частицы под действием сил электрического поля, превращается при этом в тепловую энергию и нагревает проводник. Частые столкновения участвующих в образовании тока частиц с другими приводят к тому, что скорость регулярного движения заряженной частицы не растет все время, как было бы, если бы заряженная частица двигалась в электрическом поле, не испытывая столкновений, а возрастает до некоторой величины, затем падает до нуля, снова возрастает до той же величины и т. д. Поэтому средняя скорость регулярного движения частиц остается постоянной и равной половине той наибольшей скорости, которой достигает заряженная частица за время движения от одного столкновения до другого, несмотря на то, что электрическое поле действует все время и ускоряет заряженные частицы.

Иначе говоря, регулярное движение заряженных частиц в среднем происходит так, как если бы эти частицы все время испытывали постоянное сопротивление своему движению. Сила электрического поля, действующая на заряженную частицу, как раз равна тому «сопротивлению», которое в среднем испытывает частица при движении от одного столкновения до другого. Работа, которую совершает сила электрического поля при продвижении заряженных частиц по проводнику, в конечном счете затрачивается на преодоление того сопротивления, которое испытывают заряженные частицы при движении по проводнику, и превращается в тепло.

Величина электрического сопротивления проводника может быть для разных проводников весьма различной и зависит не только от строения проводника, но и от его температуры. Но все проводники обладают электрическим сопротивлением; исключение составляют лишь некоторые проводники при очень низких температурах (так называемое явление сверхпроводимости). Вследствие наличия сопротивления электрический ток в проводниках существует только до тех пор, пока в проводнике есть электрическое поле. Когда электрическое поле исчезает, движение электрических зарядов очень быстро превращается снова в хаотическое и электрический ток прекращается.

Средняя скорость регулярного движения заряженных частиц, как уже указывалось, составляет половину той наибольшей скорости регулярного движения, которую набирает под действием поля каждая частица между двумя соударениями. При неизменных прочих условиях (характере соударений, величине промежутка времени между двумя соударениями электрона[1] и т. п.) и наибольшая, и средняя скорости регулярного движения пропорциональны напряженности электрического поля в проводнике. Если вместе с тем число заряженных частиц, участвующих в образовании тока, остается неизменным, то величина тока также оказывается пропорциональной напряженности поля в проводнике. Поскольку, наконец, напряжение между двумя точками в однородном электрическом поле пропорционально напряженности поля, величина тока оказывается пропорциональной напряжению U на концах проводника. Это известный закон Ома:

$$I = \frac{U}{R},$$

где I — ток, а R — сопротивление проводника.

Закон Ома соблюдается только при определенных указанных выше условиях. Эти условия и в первую очередь постоянство числа заряженных частиц, участвующих в образовании тока, выполняются во всех металлических проводниках, а также во многих других проводниках, например в жидкостях, представляющих собой растворы кислот. Пропорциональность между напряжением и током означает, что сопротивление проводника при изменении напряжения остается неизменным. Оно не зависит от величины приложенного к проводнику напряжения, а вместе с тем и от текущего по нему тока, если температура проводника поддерживается постоянной.

В случае, когда указанные выше условия не соблюдаются, например если число заряженных частиц, участвующих в образовании тока, зависит от напряженности электрического поля в проводнике, пропорциональность между напряженностью поля и величиной тока нарушается и для таких проводников закон Ома уже несправедлив. Вследствие того что величина тока в таких проводниках изменяется непропорционально приложенному напряжению, сопротивление этих проводников не остается постоянным и изменяется при изменении приложенного к ним напряжения и протекающего по ним тока. Особые свойства полупроводников обусловлены именно тем, что число и даже сама природа зарядов, участвующих в образовании тока, очень сильно зависят от величины приложенного к проводнику напряжения, протекающего по проводнику тока и ряда других причин (освещения, температуры и пр.).

4. Электродвижущие силы

Как было выяснено в предыдущем параграфе, для того чтобы в проводнике протекал электрический ток, в нем должно существо-

---

[1] Этот промежуток времени зависит от скорости движения электронов, которая определяется главным образом хаотическим движением их и практически не изменяется под действием электрического поля.

вать электрическое поле. При каких условиях в проводниках могут длительно поддерживаться электрические токи?

Рассмотрим сначала следующий воображаемый опыт (рис. 8). Сообщим двум концам металлического стержня одинаковые по величине заряды противоположного знака, т. е. создадим, например, на правом конце стержня избыток электронов (отрицательный заряд), а на левом — недостаток электронов (положительный заряд). Эти заряды вызовут появление внутри стержня примерно однородного электрического поля. Поскольку в металле возникает электрическое поле, в нем начинается движение электронов в направлении, противоположном направлению поля, т. е. справа налево. При этом недостаток электронов на левом конце начнет пополняться пришедшими из соседних слоев металла электронами, а избыток электронов на правом конце начнет переходить в соседние слои стержня. В результате заряды, сообщенные концам металлического стержня, начнут уменьшаться. Вместе с тем будет уменьшаться и созданное ими электрическое поле. Все это будет происходить чрезвычайно быстро, несмотря на то, что регулярное движение электронов под действием электрического поля происходит с очень малой средней скоростью.

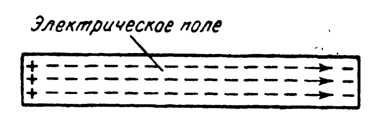


Рис. 8

В самом деле, для того чтобы исчез заряд, т. е. чтобы электроны равномерно распределились по объему металлического стержня, вовсе не нужно, чтобы те избыточные электроны, которые в начальный момент находились на правом конце стержня, достигли левого конца его. Выравнивание распределения электронов по объему произойдет иначе. Избыточные электроны, находящиеся в тонком слое на правом конце стержня, перейдут в прилегающий к нему ближайший тонкий слой металла. В то же время такое же число электронов перейдет из этого слоя в следующий ближайший слой и т. д. вплоть до предпоследнего слоя, из которого такое же количество электронов перейдет в крайний левый слой стержня.

Все это будет происходить одновременно, если считать, что электрическое поле во всем стержне возникло в одно и то же мгновение, так как тогда регулярное движение электронов в это мгновение начнется по всему стержню. В действительности поле во всем стержне не может установиться мгновенно, а будет распространяться по нему с некоторой конечной скоростью. Дальше мы рассмотрим вопрос о скорости распространения электрического поля, и как мы убедимся, она столь велика, что на распространение поля по всему стержню требуется время порядка миллиардных долей секунды (если длина стержня порядка метра).

Правда, как мы увидим дальше, промежуток времени, в течение которого существует электрическое поле в стержне, вследствие некоторых явлений, которые будут изучены позднее, растягивается во много раз по сравнению со временем распространения электрического поля в стержне, но все же этот промежуток определяется не средней скоростью движения электронов под действием поля и он очень мал. В силу этого, не говоря уже о других трудностях осуществления рассматриваемого опыта, мы не могли бы проследить за исчезновением электрического поля в стержне. Поэтому мы

и говорим о воображаемом опыте. Но рассмотрение такого опыта дает нам возможность подойти к решению вопроса, который был поставлен: при каких условиях в проводниках могут длительно поддерживаться электрические токи? Как можно поддерживать в проводнике длительное время то электрическое поле, которое в рассматриваемом нами опыте так быстро исчезает? Ответ на этот вопрос ясен. Если мы будем все время подводить к правому концу стержня такое же количество электронов, какое уходит от него в следующий слой, и, наоборот, отводить от левого конца стержня такое же количество электронов (приходящих от прилегающего к правому концу слоя), то заряды на концах стержня не будут изменяться и в стержне будет все время существовать то электрическое поле, которое существовало в начальный момент. Вместе с тем и создаваемый этим полем ток будет поддерживаться постоянным и существовать все время, пока существует электрическое поле.

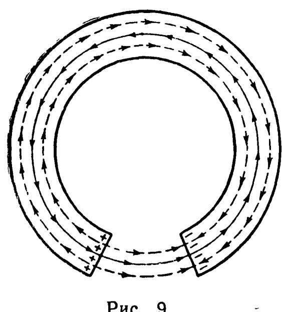


Рис. 9.

Для того чтобы подводить к правому концу стержня такое же количество электронов, какое отводится от левого конца стержня, нужно все время поддерживать движение электронов от правого к левому концу стержня по какому-то другому пути. Посмотрим, как это можно сделать. Прежде всего для наглядности дальнейших рассуждений согнем наш стержень в неполное кольцо (рис. 9).

Теперь мы можем поставленную задачу сформулировать более конкретно. Нужно заставить такое же количество электронов, которое отводится от положительно заряженного конца стержня, продолжать двигаться в незанятой стержнем части кольца в том же направлении (указано на рис. 9 сплошными стрелками). Тогда цепь электрического тока будет замкнута и автоматически будет выполнено условие, при котором электрическое поле в стержне остается неизменным.

При рассмотрении условий движения электронов в незанятой стержнем части кольца следует учитывать, что заряды, существующие на концах стержня, создают электрическое поле не только в самом стержне, но и вне стержня между его концами. Принципиально так же обстояло дело в случае прямого стержня, только конфигурация поля была иной и вся картина менее наглядной. Электрическое поле зарядов везде направлено от положительных зарядов к отрицательным (на рис. 9 показано пунктирными стрелками). Поэтому движение электронов, происходящее по кольцу в одном и том же направлении (на нашем рисунке электроны должны двигаться против часовой стрелки), внутри стержня происходит против направления электрического поля зарядов, существующих на концах стержня, а вне стержня — по направлению этого поля.

Но на отрицательно заряженные электроны со стороны электрического поля действуют силы, направленные в сторону, противоположную полю. Следовательно, в то время как внутри стержня электроны движутся по направлению действующих на них со сто-

роны электрического поля сил (эти силы и поддерживают движение электронов в металле стержня), вне стержня электроны должны двигаться против сил поля. Эти силы препятствуют движению электронов вне стержня. Чтобы поддерживать движение электронов по замкнутому пути, необходимы какие-то другие силы, действующие на электроны в направлении их движения и преодолевающие направленные навстречу силы электрического поля зарядов, расположенных на концах стержня. Для этого вне стержня между его концами должна быть включена такая электрическая цепь, в которой действуют силы, заставляющие электроны двигаться от конца стержня к его началу по тому же направлению, по какому они движутся внутри стержня. В продвижении по этой цепи электроны также испытывают сопротивление, и силы, действующие в цепи, должны преодолевать не только силу электрического поля, созданного зарядами между концами стержня, но и электрическое сопротивление, которое электроны испытывают при движении в цепи, включенной между концами стержня.

Эти силы не могут быть созданы электрическими зарядами. В самом деле, электрические поля, создаваемые электрическими зарядами, всегда направлены от положительных зарядов к отрицательным. В таком поле движущиеся заряды, образующие замкнутый электрический ток, всегда на одном участке пути будут двигаться в направлении сил электрического поля и эти силы будут совершать работу, а на другом участке пути — против направления сил этого поля и на преодоление этих сил придется затрачивать такую же работу, вследствие чего полная работа сил поля на замкнутом пути окажется равной нулю. Поэтому силы, действующие со стороны электрических зарядов, не могут поддерживать замкнутые электрические токи.

Необходимо, чтобы на движущиеся электрические заряды, хотя бы на части их пути, действовали силы иного характера. Это должны быть силы, действующие на электрические заряды таким образом, чтобы при продвижении зарядов эти силы совершали положительную работу на том участке пути, на котором они действуют, и чтобы эта работа превышала ту, которая затрачивается на преодоление сопротивления этого участка цепи. Силы, действующие на электрические заряды таким образом, называются электродвижущими силами (сокращенно — э. д. с.). Электродвижущие силы могут иметь различное происхождение, но они не могут создаваться неподвижными или движущимися с постоянной скоростью электрическими зарядами.

Теперь мы можем дать ответ на вопрос о том, при каких условиях электрический ток в цепи может существовать длительное время (гораздо большее, чем время, за которое исчезает электрическое поле зарядов в описанном выше воображаемом опыте). Поскольку этот ток должен быть замкнутым, для его поддержания необходимо, чтобы хотя бы в каком-то участке этой цепи действовала э. д. с. Устройства, в которых возникают э. д. с., называют источниками э. д. с., и значит, для того чтобы в цепи мог существовать длительно ток, в эту цепь должен быть включен источник э. д. с. Например, в нашем конкретном примере согнутого в неполное кольцо стержня источник э. д. с. должен быть включен между концами стержня (рис. 10).

Когда э. д. с. действует только на каком-либо участке замкнутой цепи, эта цепь может быть разделена на две части — источник действующей извне э. д. с. и нагрузку (в нашем примере нагрузкой является согнутый в неполное кольцо стержень).

В дальнейшем мы встретимся с такими электрическими цепями, в которых э. д. с. действует во всех участках замкнутой цепи; такие цепи, очевидно, не могут быть разделены на две части — источник внешней э. д. с. и нагрузку.

В предыдущих рассуждениях, поскольку речь шла о металлическом проводнике, мы рассматривали направление движения электронов. Если бы мы имели дело с каким-либо раствором, обладающим электрической проводимостью, нам пришлось бы рассматривать движение как положительных, так и отрицательных ионов. Однако если нас интересует только вопрос о направлении электрического тока, то можно говорить о движении одних положительных зарядов независимо от того, какие заряды (положительные или отрицательные или те и другие) фактически движутся в проводнике. Конечно, при этом мы должны считать, что направление движения положительных зарядов противоположно направлению фактического движения электронов. В некоторых случаях это упрощает рассуждения, но по существу не изменяет их результатов, поскольку движение положительных зарядов в одном направлении совершенно эквивалентно движению отрицательных зарядов в обратном направлении, если нас интересует лишь направление токов, а не процессы, происходящие в самом проводнике.

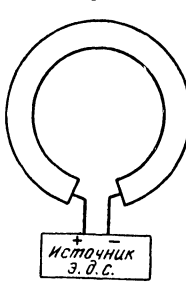


Рис. 10.

Возникновение э. д. с. может быть вызвано различными причинами. Например, в гальванических элементах и аккумуляторах э. д. с. возникает в результате определенных химических реакций. В электрических машинах возникновение э. д. с. обусловлено явлением электромагнитной индукции, с которым мы дальше встретимся. В термоэлементах э. д. с. возникает при наличии разности температур между спаями из различных проводников, например двух разных металлов.

Как следует из сказанного выше, роль источника э. д. с. состоит в том, чтобы на концах электрической цепи, присоединенной к источнику, поддерживать постоянной величину электрических зарядов. Этими зарядами определяется электрическое поле в проводниках, составляющих внешнюю цепь, а значит, и напряжение на концах цепи. Создающие ток заряды внутри источника движутся под действием э. д. с. против сил электрического поля, создаваемого зарядами. Следовательно, э. д. с. должна преодолевать напряжение на зажимах цепи. Но, кроме того, всякий источник э. д. с. представляет собой проводник или комбинацию проводников, обладающих некоторым электрическим сопротивлением (внутреннее сопротивление источника). Поэтому э. д. с. должна не только преодолевать напряжение на зажимах цепи, но и поддерживать движение зарядов по проводникам, из которых состоит сам источник э. д. с. Следовательно, э. д. с. всегда должна быть больше, чем напряжение на зажимах цепи, на ту величину, которая необходима для преодоления внутреннего сопротивления источника э. д. с. Иначе можно ска-

зать, что напряжение на зажимах цепи должно быть меньше э. д. с. на ту часть ее, которая теряется в самом источнике, т. е. на величину внутреннего падения напряжения.

Следует, однако, иметь в виду, что сказанное только что относительно э. д. с., напряжения и вообще роли источника э. д. с. применимо только в тех случаях, когда э. д. с. действует на некотором ограниченном участке цепи. Такой участок цепи является источником э. д. с., а вся остальная часть цепи — внешней цепью. В случае же когда э. д. с. действует во всей цепи, например возникает в замкнутом витке в результате электромагнитной индукции (см. ниже), разделить всю замкнутую цепь на две части — источник э. д. с. и внешнюю цепь — уже невозможно. Этот случай будет более подробно рассмотрен в дальнейшем.

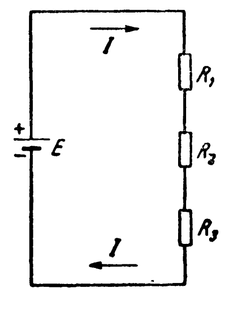


Рис. 11.

Но независимо от того, сосредоточена ли э. д. с. в каком-либо одном участке замкнутой цепи или она действует во всей цепи, роль ее остается одной и той же: она преодолевает те падения напряжения, которые возникают в этой цепи при прохождении по ней тока. Поэтому в цепи всегда устанавливается электрический ток такой величины, чтобы сумма падений напряжения на всех участках цепи была равна полной э. д. с. E, действующей в этой цепи.

Если отдельные участки цепи (рис. 11) обладают сопротивлениями R_1, R_2, $R_3 \ldots$ и по всем участкам цепи протекает один и тот же ток I (неразветвленная цепь), то падения напряжения на этих участках будут равны соответственно R_1I, R_2I, $R_3I \ldots$ Так как все участки цепи R_1, R_2, $R_3 \ldots$ включены один за другим (последовательно), то общее падение напряжения во всей цепи будет равно сумме падений напряжения на всех участках цепи, т. е. $(R_1+R_2+R_3)I=RI$, где $R=R_1+R_2+R_3$ — общее сопротивление всей цепи. Тогда полная э д. с., действующая в цепи,

$$E=RI.$$

Это и есть закон Ома для замкнутой цепи. В частном случае, когда э. д. с. сосредоточена на каком-либо участке цепи, обладающем, например, сопротивлением R_i, а все остальные участки цепи обладают общим сопротивлением $R=R_1+R_2+R_3$, можно разделить сопротивление всей цепи на сопротивление внешней цепи R и внутреннее сопротивление источника э. д. с. R_i и записать закон Ома в таком виде:

$$E=(R+R_i)I, \text{ или } E-R_iI=RI,$$

где R_iI — падение напряжения внутри источника э. д. с.;
$RI=U$ — напряжение между концами цепи;
R — общее сопротивление внешней цепи.

Если внешняя цепь состоит из ряда проводников, включенных не последовательно, а параллельно и обладающих сопротивлениями R_1, R_2, R_3 (рис. 12), то последнее выражение закона Ома остается справедливым и для этого случая, но под I надлежит понимать общий ток, отдаваемый источником, а под R — общее сопротивле-

ние всей цепи, состоящей из ряда сопротивлений (R_1, R_2, R_3), включенных параллельно.

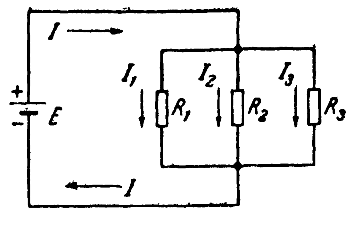


Рис. 12.

Чтобы определить R, нужно принять во внимание, что через различные сопротивления R_1, R_2, R_3 протекают разные токи — соответственно I_1, I_2, I_3, но что падение напряжения на всех этих сопротивлениях одно и то же (так как они все включены между одними и теми же точками цепи). Следовательно, $R_1I_1=R_2I_2=R_3I_3=U$, откуда $I_1=U/R_1$; $I_2=U/R_2$; $I_3=U/R_3$. Но общий ток, отдаваемый источником э. д. с.,

$$I=I_1+I_2+I_3=U\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}+\frac{1}{R_3}\right),$$

откуда

$$U=\frac{1}{\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}+\frac{1}{R_3}}.$$

Сравнивая полученное выражение для U с выражением $U=RI$, где R — общее сопротивление цепи, находим, что

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}+\frac{1}{R_3},$$

т. е. в то время как при последовательном включении в цепь общее сопротивление цепи равно сумме отдельных сопротивлений, при параллельном включении величина, обратная общему сопротивлению цепи, равна сумме величин, обратных отдельным сопротивлениям.

5. Электрическая емкость

Рассмотрим простейшую картину возникновения электрического поля между двумя проводниками. Если между проводниками, которые непосредственно не соприкасаются (рис. 13), включить источник постоянной э. д. с. E, то под действием э. д. с. некоторое количество электричества перейдет с одного проводника на другой. Проводник, присоединенный к положительному полюсу источника э. д. с., приобретет некоторый положительный заряд, а проводник, присоединенный к отрицательному полюсу источника,— такой же по величине отрицательный заряд. Между двумя проводниками возникнет электрическое поле, силовые линии которого будут начинаться на положительно заряженном проводнике и кончаться на отрицательно заряженном. Между разноименно заряженными проводниками возникнет напряжение, величина которого будет равна э. д. с. E источника. Это видно из того, что пока напряжение между проводниками меньше э. д. с. источника, эта э. д. с. будет продолжать продвигать заряды от одного проводника к дру-

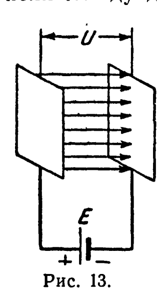


Рис. 13.

гому. Независимо от свойств проводников напряжение U между ними будет увеличиваться, пока не станет равным э. д. с. источника.

Но величина разноименных зарядов, которые нужно сообщить обоим проводникам, чтобы между ними возникло данное напряжение U, существенно зависит от свойств проводников — их размеров, формы, расстояния между ними и от свойств среды, в которую помещены проводники. Рассмотрим эту зависимость, предполагая, что величина зарядов проводников остается постоянной. Чтобы величину зарядов, сообщенных проводникам, можно было считать неизменной, представим себе, что после того как проводникам сообщены заряды, эти проводники отсоединены от источника э. д. с. и не соприкасаются в дальнейшем между собой или с какими-либо другими проводниками.

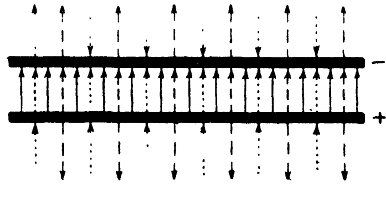


Рис. 14.

Установим, как именно зависит от свойств проводников величина разноименных зарядов, которую надо сообщить этим проводникам, чтобы создать между ними определенное напряжение. Для этого выберем наиболее простой случай — проводники в виде двух больших плоских пластин, расположенных на малом расстоянии друг от друга. Как уже было сказано в § 1, заряженная пластина создает вблизи однородное электрическое поле, напряженность которого равна $2\pi\sigma$, где σ — плотность зарядов на пластинах. Если расположить параллельно две пластины, заряженные одинаковыми по величине, но разноименными зарядами, то поля, создаваемые этими пластинами, будут направлены (рис. 14) между пластинами в одну и ту же сторону, а вне пластин — в противоположные стороны. Поэтому вне пластин результирующее поле разноименных зарядов будет равно нулю, а между пластинами — вдвое больше, чем поле зарядов одной пластины. Напряженность поля между пластинами $E=4\pi\sigma$, где σ — поверхностная плотность заряда (поле положительной пластины изображено штриховыми линиями, поле отрицательной пластины пунктирными, а результирующее поле сплошными линиями).

Напряженность поля между пластинами не зависит от расстояния между ними, пока это расстояние остается малым по сравнению с размерами пластин. Поэтому при сближении пластин напряжение U между пластинами уменьшается пропорционально уменьшению расстояния между ними, так как в случае однородного поля $U=Ed$. Следовательно, чем меньше расстояние между пластинами, тем меньшее напряжение между ними создают разноименные заряды данной величины. Если же мы хотим, чтобы при сближении пластин напряжение между ними оставалось неизменным, то мы должны соответственно увеличивать напряженность поля, чтобы произведение Ed оставалось постоянным. Но увеличивать напряженность поля между пластинами можно, только увеличивая поверхностную плотность заряда, т. е. увеличивая заряды пластин.

Таким образом, чем меньше расстояние между пластинами, тем бóльшие заряды нужно сообщить пластинам, чтобы создать между ними заданное напряжение. С другой стороны, так как напряжен-

ность поля зависит не от общего количества электричества на пластинах, а от поверхностной плотности заряда, то чем больше площадь пластин, тем бóльшие заряды нужно сообщить пластинам, чтобы создать между ними заданное напряжение.

Итак, для частного случая двух плоских пластин, расположенных на малом по сравнению с размерами пластин расстоянии друг от друга, мы нашли связь величины сообщенных двум телам разноименных зарядов с величиной напряжения между телами. Мы убедились, что в зависимости от размеров и взаимного расположения пластин нужны различные заряды, чтобы создать между ними заданное напряжение. Это свойство тел, которое определяет связь количества электричества, сообщенного телам, с созданным между телами напряжением, называется электрической емкостью (или просто емкостью). Чем большее количество электричества Q надо сообщить телам, чтобы создать между ними заданное напряжение U, тем больше емкость тел, т. е.

$$\frac{Q}{C} = U,$$

где C — емкость тел.

Система проводников, взаимное расположение и размеры которых выбраны так, чтобы они обладали более или менее значительной емкостью, называется конденсатором. Образующие конденсатор проводники называются его обкладками. Две близко и параллельно расположенные пластины образуют плоский конденсатор.

Как следует из приведенных рассуждений, емкость плоского конденсатора тем больше, чем больше площадь пластин и чем меньше расстояние между ними.

На основании приведенных соотношений можно найти выражение емкости плоского конденсатора. Поскольку $\sigma = Q/S$, где Q заряд пластины, а S — ее площадь, напряженность поля

$$E = 4\pi\sigma = \frac{4\pi Q}{S},$$

а напряжение между обкладками конденсатора

$$U = Ed = \frac{4\pi dQ}{S}.$$

Так как, с другой стороны, $U = Q/S$, то, сравнивая, два последних выражения, находим:

$$C = \frac{S}{4\pi d}.$$

Для того чтобы получить конденсатор большой емкости и малых габаритов, вместо двух пластин применяют много одинаковых пластин, соединенных так, как указано на рис. 15. Каждая пара пластин образует плоский конденсатор. Общая емкость конденсатора определяется общей площадью пластин, которая образует одну (любую) из обкладок в рассматриваемом конденсаторе.

Для плоского конденсатора из двух пластин, поле которого однородно, простые расчеты позволяют определить энергию электрического поля, сосредоточенную внутри конденсатора, и количе-

ство энергии, приходящейся на единицу объема, т е. плотность этой энергии. Энергия поля конденсатора определяется той работой, которая должна быть совершена при создании этого поля. Из различных возможных способов создания электрического поля внутри конденсатора рассмотрим сначала самый наглядный (однако практически трудно осуществимый) способ.

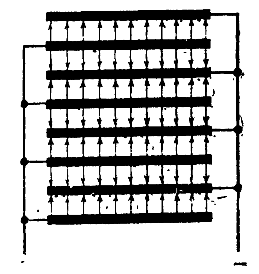


Рис. 15.

Представим себе, что две обкладки конденсатора, разделенные тонким слоем изоляции, сложены вплотную и заряжены разноименными зарядами одинаковой величины Q (слой изоляции не позволяет этим разноименным зарядам соединиться и нейтрализовать друг друга). Начнем теперь раздвигать обе пластины, увеличивая расстояние d между ними, но так, чтобы оно все же было много меньше размеров пластин. При этом нам придется затрачивать работу на преодоление силы взаимного притяжения между разноименными зарядами двух пластин. Чтобы определить величины этой силы и совершенной работы, будем рассуждать так. Пусть одна из пластин остается неподвижной, а движется только другая. Неподвижная пластина создает электрическое поле напряженностью $2\pi\sigma$, которое действует на заряд второй пластины, равный $Q=\sigma S$, с силой

$$F=2\pi\sigma\sigma S=2\pi\sigma^2 S.$$

Сила эта постоянна (пока d мало), и, значит, работа силы равна произведению силы на путь, т. е. работа

$$A=Fd=2\pi\sigma^2 Sd.$$

Этой работе и должна быть равна энергия W_e поля конденсатора, если расстояние между его пластинами равно d. Но при этом объем той части пространства, в которой сосредоточено поле конденсатора, равен Sd. Так как поле конденсатора однородно, то энергия поля должна быть распределена в объеме Sd равномерно, т. е. в единице объема должна заключаться энергия W_e/Sd, и так как $W_e=2\pi\sigma^2 Sd$, то плотность энергии электрического поля $W_e=2\pi\sigma^2$.

Чтобы выразить плотность энергии электрического поля через напряженность этого поля, запишем выражение для W_e по-иному: $W_e=16\pi^2\sigma^2/8\pi$. Учитывая, что напряженность поля $E=4\pi\sigma$, получим $W_e=E^2/8\pi$. Это выражение плотности энергии, полученное для частного случая однородного поля, справедливо и для общего случая. Нужно только иметь в виду, что оно выражает плотность энергии в том малом объеме, в пределах которого электрическое поле можно считать однородным.

Вернемся к выражению для полной энергии конденсатора, но запишем его в несколько ином виде:

$$W_e=\frac{16\pi^2\sigma^2 Sd^2}{8\pi d}=\frac{16\pi^2\sigma^2 d^2}{2}\cdot\frac{S}{4\pi d}.$$

Так как напряжение между пластинами конденсатора $U=4\pi\sigma d$, а емкость конденсатора $C=S/4\pi d$, то выражение для энергии кон-

денсатора принимает вид

$$W = \frac{CU^2}{2}.$$

Обычно электрическое поле в конденсаторе создается не путем раздвигания его обкладок, как было рассмотрено выше, а в результате того, что к уже разведенным обкладкам конденсатора подводятся все новые и новые электрические заряды.

Чтобы увеличивать заряд конденсатора, нужно заставить электрические заряды двигаться к пластинам, на которых уже есть некоторые заряды. Но чтобы подводить к обкладкам конденсатора заряды такого же знака, как и у зарядов, уже имеющихся на обкладках, нужно затрачивать некоторую работу, так как нужно продвигать новые заряды против сил электрического поля, созданного зарядами, уже находящимися на пластинах. Эту работу совершает, например, э. д. с. источника, от которого конденсатор заряжается. Работа, затрачиваемая источником э. д. с. на создание тока заряда конденсатора, отчасти превращается в энергию электрического поля, которое возникает между обкладками конденсатора, а отчасти рассеивается в виде тепла в обладающих сопротивлением соединительных проводах и обкладках конденсатора.

Как и при выборе всяких единиц в абсолютных системах единиц, за единицу емкости принимается такая емкость, при которой заряды в единицу количества электричества создают между проводниками напряжение, равное единице.

В абсолютной электростатической системе единиц так выбранная единица емкости называется сантиметром емкости[1].

В практической системе единиц за единицу емкости принимается такая емкость между проводниками, при которой сообщенные этим проводникам разноименные заряды в 1 *к* создают между проводниками напряжение 1 *в*. Эта единица емкости названа фарадой (*ф*) в честь английского физика Фарадея. Фарада представляет собой очень большую единицу (она равна $9 \cdot 10^{11}$ *см* емкости), и на практике пользуются миллионной долей фарады — микрофарадой (*мкф*) либо миллионной долей микрофарады — микромикрофарадой, или пикофарадой (*мкмкф*, или *пф*), равной 0,9 *см*.

Рассмотрим подробнее, как протекают во времени процессы заряда и разряда конденсатора.

Начнем со случая, когда в цепь, состоящую из последовательно соединенных конденсатора C и сопротивления R, включается источник постоянной э. д. с. E (рис. 16,*а*). В момент включения источника конденсатор не заряжен и на нем нет напряжения. Поэтому в цепи возникает ток такой величины, как если бы конденсатор отсутствовал, т. е. ток

$$I_0 = \frac{E}{R}.$$

На графиках изменения тока I в цепи и напряжения на конденсаторе U (рис. 16,*б*) этому соответствует момент t_1. Возникший в цепи ток заряжает конденсатор, и на нем постепенно появляется

---

[1] Эта единица получила то же название, что и единица длины, потому что в абсолютной электростатической системе единиц емкость имеет размерность длины.

напряжение U, направленное навстречу э. д. с. Ток в цепи в каждый момент времени

$$I = \frac{E - U}{R},$$

где U — напряжение на конденсаторе в этот же момент времени.

Вследствие того что конденсатор продолжает заряжаться и напряжение на нем растет, ток I падает.

Теоретически этот процесс продолжается бесконечно долго. Однако практически, когда напряжение на конденсаторе U станет

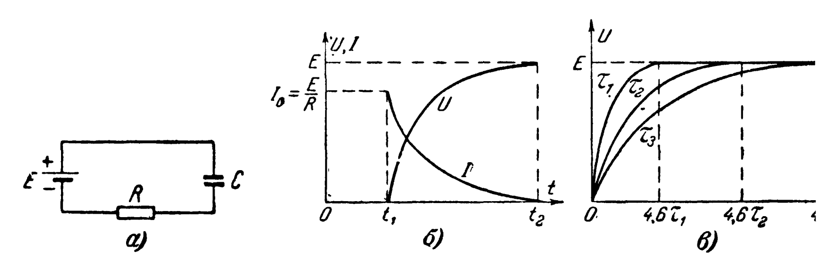


Рис. 16.

достаточно близким к э. д. с. E, например U лишь на 1% будет отличаться от E и ток I упадет до очень малой величины (в нашем примере до 1% I_0), процесс заряда конденсатора можно считать законченным. На графике (рис. 16,*б*) этому соответствует момент времени t_2.

Промежуток времени $t_2—t_1$, в течение которого практически заканчивается процесс заряда конденсатора, называется временем установления напряжения на конденсаторе. Это время зависит от величин R и C. Чем больше R, тем меньше ток I в начале процесса заряда конденсатора и тем медленнее накапливается заряд на конденсаторе. А чем больше C, тем больший заряд должен накопиться на конденсаторе для того, чтобы он зарядился до напряжения, практически равного э. д. с. E. В конечном счете время установления оказывается пропорциональным произведению RC. Эта величина называется постоянной времени цепи и обозначается τ. За время τ напряжение на конденсаторе достигает 63% величины э. д. с.

Если считать процесс заряда конденсатора законченным, когда напряжение U лишь на 1% меньше э. д. с. E, то приблизительно время установления

$$t_2—t_1 = 4{,}6\,\tau = 4{,}6\,RC.$$

Например, если конденсатор емкостью 1 *мкф* (10^{-6} *ф*) заряжается через сопротивление $R = 1$ *Мом* (10^6 *ом*), то время установления $t_2—t_1 = 4{,}6 \cdot 10^6 \cdot 10^{-6} = 4{,}6$ *сек*.

На рис. 16,*в* приведены графики установления напряжения на конденсаторе при различных постоянных времени $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$.

Перейдем теперь к процессу разряда конденсатора через сопротивление. Зарядим конденсатор C от источника постоянной э. д. с. E до напряжения $U_0 = E$, поставив для этого переключатель $П$ в левое положение (рис. 17,*а*), а затем, перебросив переключатель

в правое положение, замкнем обкладки конденсатора на сопротивление R. В этот момент (t_1 на рис. 17,*б*) в цепи возникнет ток $I_0=U_0R$ и конденсатор начнет разряжаться, вследствие чего напряжение U на нем начнет падать. Вместе с тем будет падать и ток I.

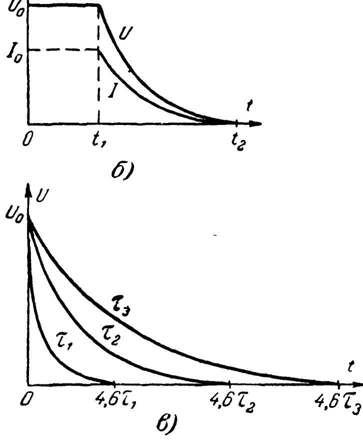


Рис. 17.

Теоретически этот процесс, как и процесс заряда конденсатора, должен продолжаться бесконечно долго. Однако практически, когда напряжение U упадет до достаточно малой доли начального напряжения U_0, например, до 1% U_0, и соответственно упадет ток I (в нашем примере до 1% I_0), процесс разряда конденсатора можно будет считать законченным. На рис. 17,*б* этому соответствует момент t_2.

Время разряда конденсатора t_2-t_1 подобно времени заряда определяется постоянной времени $\tau=RC$, так как чем больше R, тем меньше ток I и тем медленнее уходят заряды с обкладок конденсатора, а чем больше C, тем больше заряд на кондесаторе. Поэтому чем больше RC, тем дольше продолжается процесс разряда. Если считать процесс разряда конденсатора законченным, когда напряжение на нем упало до 1% начальной величины, то приблизительно время разряда $t_2-t_1=4{,}6\ RC$.

На рис. 17,*в* приведены графики разряда конденсатора при различных постоянных времени $\tau_1<\tau_2<\tau_3$.

Как видим, при наличии источников постоянной э. д. с. в цепях, в которые последовательно включены конденсаторы, могут протекать только кратковременные токи заряда и разряда конденсаторов и время существования этих токов определяется постоянной времени цепей.

6. Емкостное сопротивление в цепи переменного тока

Рассмотрим теперь, какие токи создает переменная э. д. с. в цепях, содержащих последовательно включенные емкости. Пусть к источнику переменной э. д. с. E присоединен конденсатор C (рис. 19) и э. д. с. изменяется по гармоническому закону с периодом T, т. е. график изменений ее во времени представляет собой синусоиду (рис. 19,*а*).

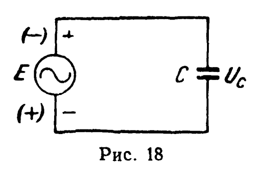


Рис. 18

Для дальнейших рассуждений условимся считать, что положительным значениям э. д. с. соответствует полярность источника, указанная

на рис. 18 без скобок, а отрицательным — указанная в скобках. В соответствии с графиком на рис. 19 это значит, что полярность без скобок соответствует первому и третьему полупериодам э. д. с., а в скобках — второму полупериоду э. д. с.

Мы будем считать, что сопротивления источника э. д. с., соединительных проводов и пластин конденсатора настолько малы, что ими можно пренебречь. Тогда токи заряда и разряда конденсатора, текущие в цепи, не создают падений напряжения. Однако заряды, накапливающиеся на обкладках конденсатора, создают электрическое поле не только между обкладками конденсатора, но и в присоединенной к конденсатору внешней цепи, состоящей из источника э. д. с. и соединительных проводов (эта картина аналогична рассмотренной в § 4). Поскольку силы, действующие со стороны этого электрического поля, обусловлены зарядами на пластинах конденсатора, они в соответствии со сказанным в § 4 не принадлежат к категории э. д. с., а представляют собой п а д е н и е н а п р я ж е н и я. Поэтому на основании закона Ома мы можем утверждать, что в каждый момент э. д. с. источника равна падению напряжения на конденсаторе, т. е. $E=U_C$, так как других э. д. с. и падений напряжений в цепи нет. Следовательно, U_C также изобразится графиком, приведенным на рис. 19,*а*.

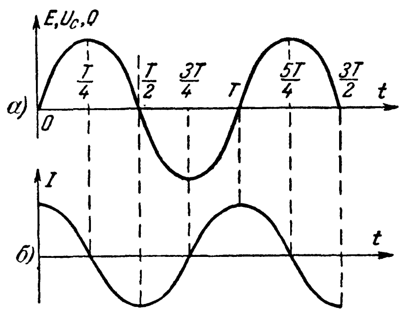


Рис. 19.

Зная, как изменяется напряжение на конденсаторе, мы можем найти, как изменяется ток в цепи конденсатора. В самом деле, заряд Q конденсатора изменяется так же, как напряжение на конденсаторе, т. е. кривая изменения заряда изображается синусоидой с такими же периодом и фазой, как у синусоиды, изображающей изменения E и U_C (рис. 19,*а*). Но изменения заряда конденсатора могут происходить только в результате того, что заряды притекают к обкладкам конденсатора, когда заряд увеличивается, или утекают от него, когда заряд уменьшается, т. е. когда в цепи, в которую включен конденсатор, течет ток. При этом величина тока будет наибольшей в те моменты, когда заряд на обкладках конденсатора изменяется наиболее быстро, и будет падать до нуля тогда, когда скорость изменения заряда упадет до нуля.

На основании сказанного мы можем утверждать, что в момент $t=0$, когда кривая изменения заряда идет наиболее круто, т. е. заряд изменяется наиболее быстро, ток I в цепи конденсатора наибольший. Так как после момента $t=0$ на верхней пластинке конденсатора появляется положительный заряд, то значит, ток, заряжающий конденсатор, течет от источника к верхней пластине, т. е. в том же направлении, в каком в это время действует э. д. с. источника. Поскольку знак э. д. с. в первый полупериод мы считаем положительным, и ток, начиная с момента $t=0$, мы должны считать положительным (рис. 19,*б*). В течение четверти периода от $t=0$ до $t=T/4$ напряжение на конденсаторе продолжает возрастать, но все

медленнее и медленнее (кривая U_C становится все более пологой). Следовательно, ток I в течение этой четверти периода падает. В момент $t=T/4$, когда заряд на конденсаторе достигает наибольшего значения, т. е. перестает изменяться, ток падает до нуля.

В течение второй четверти периода (от $t=T/4$ до $t=T/2$) конденсатор, хотя он и остается заряженным положительно, начинает разряжаться, т. е. положительные заряды утекают от верхней пластины к источнику и в цепи появляется ток обратного направления — величина его становится отрицательной. Кривая изменений Q от $t=T/4$ до $t=T/2$ спадает все круче, т. е. конденсатор разряжается все быстрее, ток обратного направления возрастает и к моменту $T/2$ достигает наибольшего отрицательного значения.

К этому моменту конденсатор полностью разряжен и после $t=T/2$ начинает заряжаться в обратном направлении, т. е. к его верхней пластине от источника притекают отрицательные заряды. При этом направление тока остается таким же, как и во вторую четверть периода (от $t=T/4$ до $t=T/2$), так как тогда положительные заряды двигались от пластины, а сейчас отрицательные заряды движутся к пластине. Но вследствие того что скорость изменения заряда от $t=T/2$ до $t=3T/4$ постепенно убывает, отрицательный ток постепенно убывает по величине до нуля.

Наконец, в четвертую четверть периода, когда конденсатор снова начинает разряжаться, т. е. от верхней пластины начинают уходить отрицательные заряды, направление тока изменяется и величина его становится положительной. Так как скорость разряда конденсатора от $t=3T/4$ до $t=T$ возрастает, то ток также возрастает и в момент $t=T$ достигает максимума. После этого все процессы будут повторяться. Таким образом, в цепи конденсатора течет переменный ток и кривая тока представляет собой синусоиду с тем же периодом, но сдвинутую по времени относительно синусоиды э. д. с. на $T/4$ влево, так что максимум тока наступает на $T/4$ раньше, чем максимум э. д. с. Иначе говоря, ток опережает по фазе э. д. с. на $\pi/2$.

Нам остается определить то наибольшее значение, которого достигает ток в цепи, т. е. найти амплитуду тока в цепи. Конденсатор заряжается до напряжения, равного э. д. с. за четверть периода. Значит, при данной величине э. д. с. ток, заряжающий или разряжающий конденсатор, должен быть тем бо́льшим, чем меньше период э. д. с. или чем выше частота э. д. с., чтобы за меньшее время конденсатор успел зарядиться до того же напряжения (или разрядиться от этого напряжения до нуля). С другой стороны, при прочих равных условиях ток должен быть тем бо́льшим, чем больше емкость конденсатора, чтобы он заряжался до той же величины напряжения. В конечном счете амплитуда тока оказывается тем большей, чем больше произведение угловой частоты э. д. с. на емкость конденсатора C. Количественные подсчеты показывают, что амплитуда тока в цепи конденсатора

$$I_m=\omega C E_m,$$

где E_m — амплитуда э. д. с., питающей конденсатор, а ω — угловая частота э. д. с.

Таким образом, емкость конденсатора и частота э. д. с. определяют амплитуду переменного тока в цепи аналогично тому, как это

происходит в случае активного[1] сопротивления R, присоединенного к источнику э. д. с. Если пренебречь внутренним сопротивлением источника (как мы делали выше), то ток в цепи

$$I_m = \frac{E_m}{R}.$$

Чтобы лучше проследить аналогию, перепишем полученное выше выражение для амплитуды тока в цепи конденсатора так:

$$I_m = \frac{E_m}{\frac{1}{\omega C}}.$$

Сравнивая два последних выражения, видим, что амплитуда тока в цепи конденсатора такова, как если бы вместо конденсатора было включено сопротивление

$$R = \frac{1}{\omega C}.$$

Иначе говоря, для переменного тока конденсатор представляет собой сопротивление, величина которого равна

$$X_C = \frac{1}{\omega C}.$$

Это сопротивление конденсатора называется емкостным сопротивлением. Чтобы отличить его от активного сопротивления проводника, его обозначают буквой X, а буква C в виде индекса указывает, что это сопротивление емкостное.

Отличать емкостное сопротивление проводника от его активного сопротивления необходимо потому, что, несмотря на внешнее сходство, между ними есть принципиальные различия. Среди этих различий самое существенное касается вопроса о потреблении мощности. В случае обычного проводника вся мощность, отдаваемая источником э. д. с., превращается в тепло и нагревается проводник, который, следовательно, потребляет мощность от источника. В случае же емкостного сопротивления вся работа, совершаемая э. д. с. при заряде конденсатора, превращается, как уже указывалось выше, в энергию электрического поля конденсатора. Наоборот, при разряде конденсатора вся энергия его электрического поля возвращается в источник э. д. с. И если потери энергии в самом конденсаторе и соединительных проводниках малы, то можно считать, что вся энергия, накопленная в конденсаторе за четверть периода, пока он заряжался, полностью возвращается в источник за следующую четверть периода. Следовательно, конденсатор без потерь не потребляет энергии от источника, а лишь заимствует энергию от источника на четверть периода и в следующую четверть периода возвращает ее источнику.

Сопротивления, которые не расходуют полученную от источника энергию, а возвращают ее источнику, называются реактивными сопротивлениями. Сопротивления же, которые расхо-

[1] Активное сопротивление — это то сопротивление, которое мы раньше называли просто сопротивлением. Происхождение этого термина выясняется ниже.

дуют всю полученную от источника энергию, называются **активными**. Следовательно, «обычное» сопротивление проводника является активным, а емкостное сопротивление — реактивным.

Другое существенное отличие емкостного сопротивления от активного состоит в том, что в емкостном сопротивлении ток сдвинут по фазе относительно э. д. с. на $\pi/2$, в то время как в активном сопротивлении ток совпадает по фазе с э. д. с., поскольку в каждый момент ток определяется напряжением на сопротивлении в этот же момент времени.

Нетрудно усмотреть, что второе различие тесно связано с первым. Как видно из рис. 19, сдвиг фаз между током и э. д. с. на $\pi/2$ приводит к тому, что в течение двух четвертей периода от $t=0$ до $t=T/4$ и от $t=T/2$ до $t=3T/4$ знаки э. д. с. и тока оказываются одинаковыми, т. е. ток течет в ту сторону, куда направлена э. д. с., а в течение двух других четвертей периода от $t=T/4$ до $t=T/2$ и от $t=3T/4$ до $t=T$ знаки э. д. с. и тока противоположны, т. е. ток течет против э. д. с.

Когда ток течет в ту сторону, куда направлена э. д. с., последняя совершает работу по продвижению зарядов против напряжения конденсатора и эта работа превращается в энергию электрического поля конденсатора. Наоборот, когда ток течет навстречу э. д. с., работу по продвижению зарядов совершает напряжение конденсатора и эта работа идет на преодоление э. д. с. источника. При этом энергия, накопленная конденсатором в его электрическом поле, возвращается в источник. Таким образом, именно сдвиг фаз между током и э. д. с. и приводит к тому, что в течение одной четверти периода энергия переходит от источника к конденсатору, а в течение другой четверти периода она возвращается в источник. Если бы э. д. с. и ток совпадали по фазе, то направление движения зарядов все время совпадало бы с направлением э. д. с. и последняя все время совершала бы работу, т. е. источник все время отдавал бы энергию во внешнюю цепь. Так именно обстоит дело в случае присоединения к источнику э. д. с. активного сопротивления.

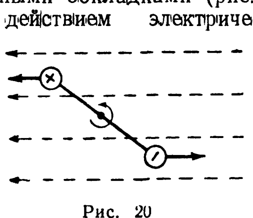
7. Диэлектрики в электрическом поле

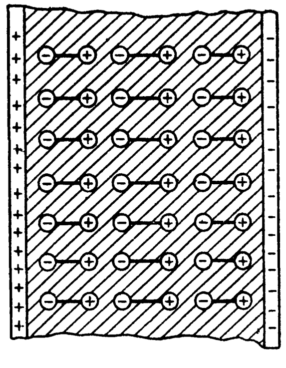
Диэлектриками называют тела, в которых электроны и ионы прочно связаны между собой и поэтому под действием электрического поля не могут свободно перемещаться, а лишь слегка смещаются друг относительно друга или вместе поворачиваются в пространстве. Вследствие этого электрическое поле не создает в диэлектрике электрических токов такого типа, которые возникают в проводниках. Различие между электрическими токами, которые возникают в диэлектриках и проводниках, выяснится из дальнейшего.

Явление, которое возникает в диэлектриках под действием электрического поля, называется **диэлектрической поляризацией**. В разных типах диэлектриков оно несколько различно. Мы сейчас рассмотрим только одну картину поляризации диэлектрика, соответствующую случаю, когда электроны и ионы жестко связаны между собой и под действием сил электрического поля могут лишь вместе поворачиваться в пространстве. На жестко связанные между собой электрон и ион (такая система разноименных зарядов равной

величины называется диполем) в электрическом поле будут действовать силы противоположных направлений (рис. 20). Под действием этих сил диполь будет поворачиваться до тех пор, пока его ось, т. е. линия, направленная от отрицательного заряда диполя к его положительному заряду, не установится в направлении поля. Таким образом, явление поляризации диэлектрика в рассматриваемом случае состоит в том, что диполи диэлектрика устанавливаются в направлении электрического поля. Чем больше напряженность поля, тем большее число диполей устанавливается по направлению поля и тем сильнее поляризуется диэлектрик.

Чтобы выяснить, какую роль играет поляризация диэлектрика, рассмотрим конкретный случай плоского конденсатора с диэлектриком, заполняющим все пространство между двумя равномерно заряженными обкладками (рис. 21). Под действием электрического


Рис. 20


Рис. 21.

поля заряженных пластин в диэлектрике возникает поляризация: диполи диэлектрика выстраиваются так, как изображено (конечно, грубо схематично) на рис. 21. При таком упорядоченном расположении диполей внутри диэлектрика очень близко друг от друга располагаются разноименные заряды двух соседних диполей. Эти заряды создают электрические поля, которые вне диэлектрика взаимно компенсируются. Поэтому заряды, находящиеся внутри диэлектрика, не создают электрических полей вне диэлектрика. К поверхностям же диэлектрика с каждой стороны прилегают заряды только одного знака: отрицательные — у той пластины, которая заряжена положительно, и, наоборот, положительные — у той, которая заряжена отрицательно. Эти заряды, не компенсированные зарядами других знаков, называются поляризационными.

Поляризационные заряды не могут свободно перемещаться в диэлектрике и этим отличаются от свободных зарядов в проводнике, но они, как и всякие электрические заряды, создают электрическое поле. Так как ближайшие поляризационные заряды расположены на двух близких параллельных плоскостях совершенно так же, как заряды на обкладках плоского конденсатора, то они тоже создают однородное поле, напряженность которого пропорциональна поверхностной плотности поляризационных зарядов или, иначе говоря, приходящемуся на 1 $см^2$ поверхности диэлектрика числу диполей, ориентировавшихся по полю. Поскольку поляризационные заряды противоположны по знаку зарядам ближней пластины, электрическое поле, созданное поляризационными зарядами, направлено

навстречу полю, созданному зарядами на пластинах. Поэтому в результате возникновения поляризационных зарядов в диэлектрике электрическое поле между пластинами окажется ослабленным, хотя заряды на пластинах остались прежними (поскольку пластины отсоединены от источника э. д. с. и других проводников).

Величина, которая показывает, во сколько раз диэлектрик ослабляет напряженность поля, называется диэлектрической проницаемостью данного диэлектрика и обозначается буквой ε.

Сказанное справедливо не только для случаев зарядов, расположенных на двух пластинах, но и при любом расположении зарядов. Во всех случаях электрические заряды вызывают появление поляризационных зарядов в диэлектрике, и если диэлектрик заполняет все пространство, где есть электрическое поле, как это было в рассмотренном случае двух заряженных пластин, то поляризационные заряды ослабляют напряженность поля в ε раз (если заряды пластин остаются неизменными).

Если диэлектрик, заполняющий простанство между обкладками плоского конденсатора, уменьшает напряженность поля между обкладками в ε раз, то, значит, напряжение между обкладками также уменьшается в ε раз (при неизменных зарядах). Иначе говоря, для того чтобы в присутствии диэлектрика получить такое же напряжение между обкладками конденсатора, как и в отсутствие диэлектрика, необходимо сообщить обкладкам конденсатора заряды: в первом случае в ε раз бо́льшие, чем во втором. Следовательно, диэлектрик, заполняющий пространство между обкладками плоского конденсатора, увеличивает его емкость в ε раз. Поэтому емкость плоского конденсатора, заполненного диэлектриком,

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Когда к обкладкам конденсатора, пространство между которыми заполнено диэлектриком, подводится переменная э. д. с., на его обкладках попеременно появляются то положительные, то отрицательные заряды и электрическое поле конденсатора попеременно направлено то в одну, то в другую сторону. В соответствии с этим изменяется и направление, в котором устанавливаются диполи диэлектрика. Диполи в диэлектрике должны поворачиваться на 180°, преодолевая силы сопротивления со стороны диэлектрика, аналогичные силам трения. На это затрачивается некоторая часть работы сил электрического поля, вызывающего поляризацию диэлектрика. Эта работа превращается в тепло и нагревает диэлектрик. За каждый период изменений напряжения на конденсаторе часть энергии переменного электрического поля рассеивается в диэлектрике. Такое рассеяние энергии называется диэлектрическими потерями. Чем чаще происходят изменения напряжения на обкладках конденсатора, т. е. чем выше частота напряжения на обкладках конденсатора, тем более заметную роль играют диэлектрические потери.

Под действием переменного электрического поля происходит переменная поляризация диэлектрика, т. е. появление и исчезновение поляризационных зарядов, которые, как и всякое вообще упорядоченное движение электрических зарядов, представляет собой

электрический ток. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть поворот диполя на 180° в переменном электрическом поле. Если поле вначале было направлено влево и диполь находился в положении, указанном на рис. 22,*а*, то при изменении направления поля на обратное диполь повернется в положение, указанное на рис. 22,*б*. При этом положительный заряд этого диполя пройдет через плоскость MN слева направо, а отрицательный — справа налево (конечно, независимо от того, совершает ли диполь поворот по часовой стрелке или против нее). Оба эти движения соответствуют электрическому току, текущему слева направо. После следующего изменения направления электрического поля диполь повернется из положения на рис. 22,*б* в положение на рис. 22,*а*. Движение зарядов в этом случае соответствует току, текущему справа налево.

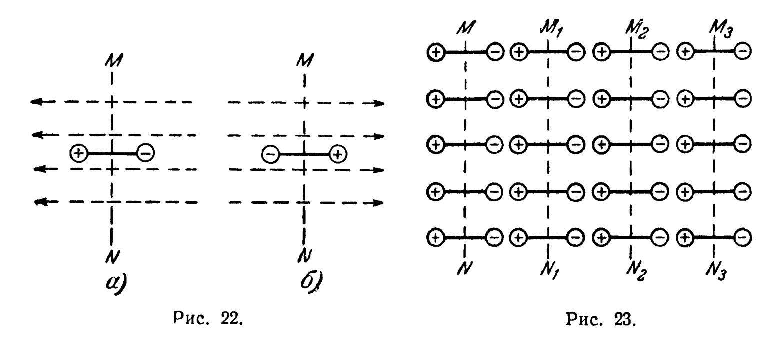


Рис. 22. Рис. 23.

Под действием переменного электрического поля в течение одного полупериода происходят повороты всех диполей в одном направлении, а в течение другого — в обратном. Поэтому в течение одного полупериода изменений электрического поля повороты всех тех диполей, центры которых лежат на плоскости MN (рис. 23), создают ток, текущий через плоскость MN в одном направлении, а в течение другого полупериода — ток, текущий через эту плоскость в обратном направлении. Такая же картина получится в любой плоскости M_1N_1, M_2N_2, M_3N_3, перпендикулярной направлению электрического поля. Следовательно, под действием переменного электрического поля в диэлектрике возникает переменный электрический ток. Его главное отличие от тока, возникающего в проводниках, состоит в том, что ток в диэлектриках не сопровождается переносом зарядов, а представляет собой лишь смещение зарядов то в одну, то в другую сторону. Чтобы подчеркнуть это различие, электрический ток в проводниках называют *током проводимости*, а ток в диэлектриках — *током поляризации*.

Ясно, что могут существовать только переменные токи поляризации. Если в диэлектрике действует постоянное электрическое поле, то возникает постоянная поляризация диэлектрика, после чего поляризационный ток прекращается (в проводниках же под действием постоянного электрического поля течет постоянный ток). Величина тока поляризации при прочих равных условиях тем больше, чем выше частота электрического поля. В самом деле, чем выше частота поля, тем короче то время, за которое все диполи долж-

ны изменить свое направление на обратное. Это время, как указывалось, равно полупериоду изменений поля. Но так как величина переменного тока определяется отношением количества зарядов, прошедших через рассматриваемое сечение за малый промежуток времени, к этому промежутку времени, то с уменьшением промежутка времени при том же количестве прошедших зарядов (т. е. числе повернувшихся диполей) величина поляризационного тока будет расти. Поэтому поляризационный ток растет с частотой поля. При очень высоких частотах поляризационные токи в диэлектриках могут быть очень большими.

Применяя диэлектрики в качестве изоляторов, всегда нужно иметь в виду, что диэлектрики являются в буквальном смысле слова изоляторами только в постоянных электрических полях, так как в этом случае в изоляторе не возникает электрических токов[1]. В случае же переменных электрических полей высокой частоты через изоляторы могут течь значительные токи поляризации и возникать заметные диэлектрические потери.

8. Соединение конденсаторов

Рассмотрим, какова будет общая емкость нескольких конденсаторов, соединенных между собой. Так же как активные сопротивления, конденсаторы могут быть включены последовательно один за другим или параллельно друг другу (возможно также и смешанное соединение конденсаторов, которого мы рассматривать не будем).

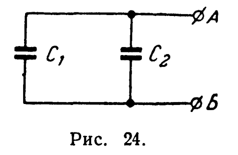


Рис. 24.

Чтобы упростить задачу определения общей емкости двух или нескольких соединенных между собой конденсаторов, будем полагать, что соединяемые конденсаторы имеют обкладки одинаковых размеров, расположенные на одинаковом расстоянии друг от друга. При этом конденсаторы имеют одну и ту же емкость. Соединим два таких конденсатора C_1 и C_2 параллельно, т. е. так, как указано на рис. 24. При таком соединении мы как бы увеличиваем вдвое поверхность обкладок одного конденсатора. От этого емкость вдвое увеличивается. Таким образом, при параллельном соединении двух одинаковых емкостей мы получаем между точками A и $Б$ цепь, обладающую емкостью, вдвое большей, чем каждая из двух соединяемых емкостей. Это справедливо не только для двух одинаковых, но и для двух любых конденсаторов, т. е. при параллельном соединении емкости складываются и общая емкость

$$C=C_1+C_2+C_3+\ldots,$$

где C_1, C_2, $C_3\ldots$, — емкости отдельных соединенных параллельно конденсаторов.

---

[1] Мы имеем в виду здесь и дальше хорошие изоляторы, практически не обладающие проводимостью. В плохих изоляторах, обладающих заметной проводимостью, под действием постоянного электрического поля возникает постоянный ток проводимости (утечка в изоляции).

Две емкости можно соединить также последовательно (рис. 25). В этом случае общую емкость обоих конденсаторов, т. е. емкость цепи между точками *А* и *Б*, можно определить с помощью следующих соображений. Зарядить эти два конденсатора мы можем, только подводя заряды к точкам *А* и *Б*. При этом мы сообщим обкладке *1* конденсатора C_1 заряд, равный $+Q$, а обкладке *2* конденсатора C_2 — заряд той же величины, но другого знака, т. е. $-Q$. Одновременно с этим на других обкладках конденсаторов будут появляться заряды такой же величины Q, но противоположных знаков. Так как, по нашему предположению, емкость обоих конденсаторов одинакова, заряды $+Q$ и $-Q$ создадут на конденсаторах одинаковые напряжения $U_1=U_2$, а общее напряжение между точками *А* и *Б*, равное $U_{1\text{-}2}=U_1+U_2$, будет вдвое больше напряжения на каждом из конденсаторов. Так как $C=Q/U$, то общая емкость C_{1-2} двух последовательно включенных конденсаторов одинаковой емкости между точками *А* и *Б* вдвое меньше емкости каждого из них.

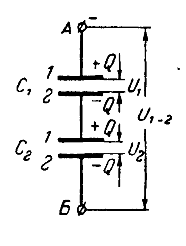


Рис. 25.

В случае последовательного включения двух конденсаторов разной емкости рассуждения несколько усложняются. По-прежнему на обкладках обоих конденсаторов образуются одинаковые по величине заряды, но вследствие различия в емкостях напряжения на конденсаторах окажутся разными, обратно пропорциональными емкостям конденсаторов, т. е.

$$U_1=\frac{Q}{C_1};\quad U_2=\frac{Q}{C_2}.$$

Следовательно, общее напряжение между точками *А* и *Б* равно

$$U_{1\text{-}2}=U_1+U_2=Q\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}\right).$$

Сопоставляя это выражение с формулой, связывающей величины напряжения, заряда и емкости ($U=Q/C$), легко видеть, что емкость $C_{1\text{-}2}$ между точками *А* и *Б* связана с емкостями C_1 и C_2 соотношением

$$\frac{1}{C_{1\text{-}2}}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}$$

(конечно, при $C_1=C_2$ эта общая формула даст найденный выше результат $C_{1\text{-}2}=C_1/2$).

Полученная формула для емкости двух последовательно включенных конденсаторов при помощи аналогичных рассуждений может быть распространена на любое число последовательно включенных конденсаторов. Если емкости этих конденсаторов C_1, C_2, $C_3\ldots$, то общая емкость C всех конденсаторов, включенных последовательно, связана с емкостями отдельных конденсаторов формулой

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\ldots$$

Если среди всех последовательно включенных конденсаторов один, например C_1, обладает гораздо меньшей емкостью, чем все другие, то в правой части $1/C_1$ будет гораздо больше, чем все остальные члены суммы. При этом C будет меньше, чем C_1, так как $1/C$ больше, чем $1/C_1$, т. е. при последовательном включении общая емкость уменьшается и всегда меньше самой малой из включенных последовательно емкостей.

Заметим, что поскольку емкостное сопротивление $X_C = 1/\omega C$, для случая нескольких последовательно включенных емкостей общее емкостное сопротивление переменному току

$$X_C = \frac{1}{\omega}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}\right) = \frac{1}{\omega C_1} + \frac{1}{\omega C_2} + \frac{1}{\omega C_3} + \ldots,$$

т. е. при последовательном включении в цепь переменного тока нескольких емкостных сопротивлений их величины (как и у всяких других сопротивлений) складываются.

9. Магнитное поле

Магнитное поле создается электрическми токами или постоянными магнитами. Концы длинных постоянных магнитов (магнитных стрелок) взаимодействуют примерно так же, как электрические заряды: одноименные полюсы магнитов (два северных и два южных) отталкиваются, а разноименные (северный и южный) притягиваются.

По силе этого взаимодействия можно, так же как и для электрических зарядов, определить величину «магнитных зарядов» и установить единицу «количества магнетизма». Однако нужно иметь в виду, что в природе не существует «магнитных зарядов» и понятие «количества магнетизма» является фиктивным. Но вследствие аналогии, существующей между характером взаимодействия электрических зарядов и характером взаимодействия полюсов двух длинных магнитных стрелок, формально понятием «количества магнетизма» можно пользоваться. Можно даже идти дальше и считать, что магнитное поле создается «магнитными зарядами», сосредоточенными в полюсах постоянных магнитов.

Истинная картина возникновения магнитного поля вокруг постоянных магнитов и вообще намагниченных тел будет рассмотрена в § 13. Но независимо от того, как возникает магнитное поле, взаимодействие магнитов обусловлено тем, что магнитное поле, создаваемое одним из магнитов, действует на другой магнит. Если пользоваться полюсом магнита как «пробным магнитным зарядом», то можно, аналогично тому, как это было сделано для электрического поля, определить напряженность магнитного поля в каждой точке.

Картину магнитного поля можно изобразить при помощи магнитных силовых линий. Направление магнитных силовых линий указывает направление силы, с которой магнитное поле действует на «положительный» (северный) полюс магнита, а густота[1] магнит-

[1] Для густоты магнитных силовых линий должен быть заранее выбран определенный «масштаб густоты», так же как это было сделано для электрического поля (см. § 2).

ных силовых линий характеризует величину напряженности магнитного поля.

Магнитное поле действует с определенной силой не только на постоянные магниты, но и на проводники, по которым протекают токи. Так как, с другой стороны, токи, текущие в проводниках, создают вокруг них магнитные поля, то силы, обусловленные магнитным полем, существуют не только между магнитами, но и между проводниками с током. При этом, однако, характер взаимодействия их оказывается существенно иным, чем при взаимодействии электрических зарядов или постоянных магнитов. Магнитное поле действует на ток с силой, перпендикулярной как направлению силовых линий поля, так и направлению тока. Направление этой силы таково, что два проводника, по которым токи текут в одну сторону, притягиваются, а проводники, по которым токи текут в противоположные стороны, отталкиваются.

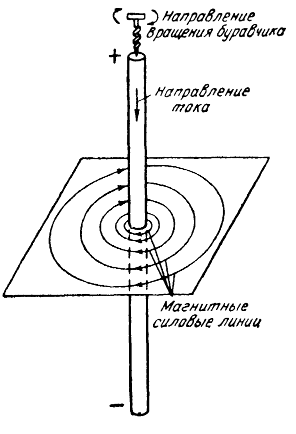


Рис. 26.

Пользуясь тем, что магнитное поле действует на проводники с током, можно вместо «пробных магнитных полюсов» для определения напряженности магнитного поля применять «пробные токи»— проводники, по которым протекает ток определенной величины. Тем и другим способами можно изучать магнитное поле, создаваемое как токами, так и постоянными магнитами.

В случае прямолинейного проводника, по которому течет ток, магнитные силовые линии представляют собой окружности, охватывающие ток (рис. 26). В соответствии с тем, что напряженность магнитного поля убывает по мере удаления от провода, густота силовых линий уменьшается. Направлением силовых линий условлено считать то направление, в котором двигался бы северный магнитный полюс. Направление силовых линий магнитного поля прямолинейного тока определяется направлением этого тока. Чтобы запомнить, какое направление силовых линий получается при том или другом направлении тока, удобно пользоваться правилом буравчика. Если буравчик, изображенный на рис. 26, вращать так, чтобы он двигался поступательно в направлении тока, то направление вращения рукоятки буравчика покажет направление силовых линий.

Существенное отличие магнитного поля тока от электрического поля зарядов состоит в том, что силовые линии магнитного поля всегда замкнуты, в то время как силовые линии электрического поля зарядов имеют начало и конец на самих зарядах. Магнитные силовые линии всегда замкнуты, потому что, как уже было отмечено, в природе не существует магнитных зарядов, на которых могли бы начинаться и кончаться магнитные силовые линии (подобно тому как силовые линии электрического поля начинаются и кончаются на электрических зарядах). Различие это существенное, но не принципиальное. В тех случаях, когда электрическое поле не создается электрическими зарядами, а возникает в результате элек-

тромагнитной индукции, его силовые линии также оказываются замкнутыми. Этот случай будет более подробно рассмотрен позднее.

Рассмотрим теперь магнитное поле тока, протекающего по проводнику, свернутому в виток (рис. 27). Характер магнитного поля в этом случае можно определить из следующих соображений. Каждый малый элемент витка создает такое же поле, как прямолинейный ток, т. е. силовые линии этого поля охватывают проводник и направлены по правилу буравчика. Так как ток во всех элементах витка течет в одном и том же направлении, то все силовые линии проходят внутри витка также в одном направлении (на рис. 27 — за плоскость витка), а вне витка — в обратном направлении (из-за плоскости витка).

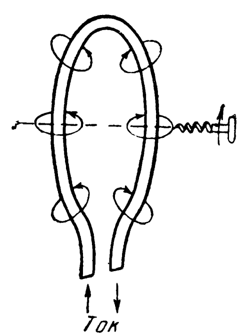


Рис. 27.

При изменении направления тока в витке на обратное изменится на обратное и направление, в котором силовые линии проходят внутри витка. Определить это направление можно, пользуясь тем же правилом буравчика, следующим образом. Если расположить буравчик по оси витка, как указано на рис. 27, и поворачивать его в том направлении, в каком течет ток по витку, то направление, в котором при этом будет двигаться буравчик, указывает направление, в котором силовые линии проходят внутри витка.

Поскольку электрические токи и магниты действуют друг на друга с определенными силами, на продвижение токов или магнитов против этих сил необходимо затрачивать некоторую работу. Наоборот, двигаясь в направлении этих сил, проводники с током и магниты могут совершать некоторую работу. Значит система взаимодействующих токов или магнитов, так же как взаимодействующие электрические заряды, обладает энергией.

Но вся картина в случае взаимодействия токов более сложна, чем в случае взаимодействия зарядов, так как существование токов всегда связано с затратой энергии на поддержание токов (эта энергия превращается в тепло). Однако, как показывает опыт, на создание магнитных полей всегда должна быть затрачена работа (либо механическая работа, либо работа э. д. с.), а при исчезновении магнитных полей совершается работа (либо механическая, либо работа э. д. с.). Это значит, что магнитное поле обладает энергией. Эта энергия распределена в пространстве, занимаемом магнитным полем, с плотностью, определяемой напряженностью магнитного поля.

Подсчеты этой энергии (подобные тем, которые были приведены в случае электрического поля) мы приводить не будем, а укажем только их результат: плотность энергии магнитного поля выражается так же, как и плотность энергии электрического поля, а именно:

$$W_H = \frac{H^2}{8\pi},$$

где H — напряженность магнитного поля.

10. Электромагнитная индукция

Явление электромагнитной индукции состоит в том, что в контуре, образованном какими-либо проводниками, возникает э. д. с. всякий раз, когда изменяется число магнитных силовых линий, пронизывающих этот контур. Так как густота магнитных силовых линий пропорциональна напряженности магнитного поля, то число силовых линий, пронизывающих какой-либо контур, плоскость которого перпендикулярна направлению магнитных силовых линий, пропорционально произведению напряженности поля H на площадь контура S. Произведение

$$\Phi = HS$$

называется магнитным потоком, пронизывающим контур. Поэтому иначе можно сказать, что явление электромагнитной индукции заключается в возникновении в контуре э. д. с. при изменении магнитного потока, пронизывающего контур.

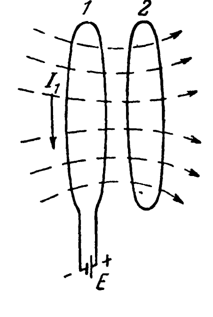


Рис. 28.

Величина возникающей э. д. с. индукции определяется скоростью изменения магнитного потока, а направление э. д. с. — принципом Ленца, который состоит в следующем: возникшая э. д. с. индукции всегда направлена так, что она препятствует тем изменениям магнитного потока, которыми вызвано возникновение этой э. д. с. Этот принцип позволяет в каждом случае установить направление возникающей э. д. с.

Например, если к витку *1*, в котором источник постоянной э. д. с. E создает ток I_1, приближать виток *2*, замкнутый накоротко (рис. 28), то силовые линии магнитного поля, возбуждаемого током I_1, будут пронизывать виток *2*. При движении витка *2* магнитный поток через этот виток будет меняться и вызовет появление в нем э. д. с. индукции E_2, вследствие чего в витке *2* возникнет ток индукции I_2. В соответствии с принципом Ленца направление тока I_2 должно быть таким, чтобы он препятствовал движению витка *2*. Если мы приближаем виток *2* к витку *1*, то взаимодействие токов I_1 и I_2 должно быть таким, чтобы витки отталкивались, а если мы удаляем виток *2* от витка *1*, то они должны притягиваться. Но, как мы уже знаем, взаимодействие магнитных полей токов приводит к тому, что токи, направленные в одну сторону, притягиваются, а направленные в противоположные стороны — отталкиваются. Следовательно, когда мы сближаем витки *1* и *2*, ток индукции I_2 направлен противоположно току I_1, а когда мы удаляем витки, ток I_2 направлен так же, как и ток I_1. Подобным образом, пользуясь принципом Ленца, можно в любом случае определить направление возникающей э. д. с.

Что касается величины возникающей э. д. с., то она, как сказано, определяется скоростью изменения магнитного потока. Если за некоторый малый промежуток времени Δt магнитный поток изменяется на величину $\Delta\Phi$, то скорость изменения магнитного потока есть $\Delta\Phi/\Delta t$. Этой скорости равна величина э. д. с. Но в соответствии с принципом Ленца возникшая э. д. с. индукции $E_и$ должна

препятствовать тому изменению магнитного потока $\Delta\Phi$, которое вызвало эту э. д. с. Как можно убедиться на примерах, подобных рассмотренному только что, чтобы э. д. с. $E_и$ препятствовала изменению $\Delta\Phi$, она должна быть по знаку противоположна знаку $\Delta\Phi$. Таким образом, выражение, определяющее величину и направление э. д. с. индукции, может быть записано в таком общем виде:

$$E_и = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Ниже для отдельных частных случаев, которые нам придется рассматривать, мы из этого общего выражения найдем значение э. д. с. индукции для этих случаев.

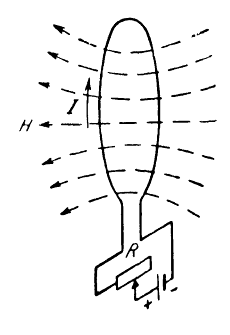


Рис. 29.

Поскольку явление электромагнитной индукции возникает во всех случаях изменения магнитного потока, пронизывающего контур, независимо от того, чем это изменение вызвано, э. д. с. индукции должна возникать в любом контуре при изменении тока, текущего в этом же контуре. Например, если, изменяя величину сопротивления R (рис. 29), изменять ток в витке, то напряженность магнитного поля, создаваемого этим током, также будет изменяться. А так как силовые линии этого поля пронизывают виток («сцеплены с витком»), то будет изменяться и магнитный поток через виток. В витке возникнет э. д. с. индукции.

Явление возникновения э. д. с. индукции в контуре в результате изменения тока, текущего в этом же контуре, называется явлением *самоиндукции*, а возникающая при этом э. д. с. называется э. д. с. самоиндукции. Направление э. д. с. самоиндукции можно определить также, пользуясь принципом Ленца. Поскольку причиной возникновения э. д. с. самоиндукции в каком-либо контуре является изменение магнитного потока через этот контур, согласно принципу Ленца возникшая в контуре э. д. с. должна препятствовать этому изменению магнитного потока. Поэтому э. д. с., которая возникает при увеличении тока в контуре, направлена навстречу этому току, а э. д. с., возникающая при уменьшении тока, направлена в ту же сторону, куда течет ток.

Если учесть, что при увеличении тока изменение его направлено в ту же сторону, куда течет ток, а при уменьшении тока изменение его направлено в сторону, противоположную току, то сказанное выше можно сформулировать короче: э. д. с. самоиндукции всегда направлена навстречу изменению тока, вызвавшему его появление, и, следовательно, препятствует всякому изменению тока. Конечно, э. д. с. самоиндукции не может полностью воспрепятствовать изменению тока, так как если бы изменений тока не происходило, то не было бы и э. д. с. самоиндукции. Поэтому если по какой-либо причине ток в цепи должен измениться в отсутствие э. д. с. самоиндукции, то он будет изменяться и в присутствии ее, но эти изменения будут происходить медленнее, чем в отсутствие э. д. с. самоиндукции.

Величина э. д. с. самоиндукции, как и велична э. д. с. индукции вообще, равна скорости изменения магнитного потока. Но в случае самоиндукции, когда изменение магнитного потока, пронизывающего данный контур, вызывается изменением тока, текущего по контуру, величину э. д. с самоиндукции можно непосредственно связать со скоростью изменения этого тока. Напряженность магнитного поля, создаваемого током в контуре, пропорциональна величине тока, текущего в контуре. Следовательно, и магнитный поток Ф, пронизывающий контур, должен быть пропорционален току I в контуре, т. е. должно быть

$$\Phi = LI.$$

Коэффициент пропорциональности L между магнитным потоком и током называется индуктивностью (или коэффициентом самоиндукции) данного контура. Если ток за некоторый промежуток времени Δt изменяется на величину ΔI, то магнитный поток за тот же промежуток времени изменяется на величину $\Delta\Phi = L\Delta I$. А так как э. д. с. индукции равна скорости изменения магнитного потока, т. е. отношению изменения магнитного потока $\Delta\Phi$ к промежутку времени Δt, за который это изменение произошло, то э. д. с. самоиндукции

$$E_L = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Знак минус в этой формуле учитывает то обстоятельство, что э. д. с. самоиндукции E_L направлена навстречу изменению тока ΔI. Это значит, что если какое-либо одно направление в контуре мы выбрали за положительное, а обратное — за отрицательное, то при увеличении тока, текущего в положительном направлении, ΔI положительно и E_L отрицательно, а при увеличении абсолютной величины тока, текущего в отрицательном направлении, ΔI будет отрицательным и E_L положительным.

Таким образом, при данной скорости изменения тока в контуре величина э. д. с. самоиндукции, возникающей в контуре, тем больше, чем больше индуктивность контура. Поэтому величина э. д. с. самоиндукции, возникающей в контуре при изменении тока в нем за данное время на данную величину, может служить мерой индуктивности контура.

За единицу индуктивности в абсолютной системе единиц следует принять индуктивность такой катушки, в которой при скорости изменения тока на единицу тока в секунду возникает э. д. с. самоиндукции, равная единице. В абсолютной электромагнитной системе единиц единицей индуктивности служит сантиметр индуктивности[1]. В практической системе за единицу индуктивности принимают индуктивность такого контура, в котором возникает э. д. с. самоиндукции 1 *в* при равномерном изменении тока на 1 *а* в 1 *сек*. Эта единица индуктивности в честь американского физика Д. Генри была названа генри (*гн*). Для измерения малых индуктивностей применяются тысячные доли генри — миллигенри (*мгн*) и миллионные доли генри — микрогенри (*мкгн*).

[1] В абсолютной электромагнитной системе единиц индуктивность имеет размерность длины. Поэтому она получила такое же название, как единица длины.

Индуктивность контура существенно зависит от его формы и при данных размерах контура может быть весьма различной.

В тех случаях, когда цепь должна обладать более или менее значительной индуктивностью, применяют катушки самоиндукции (катушки индуктивности). Зависимость индуктивности катушки от ее размеров можно выяснить на простейшем примере длинной катушки, состоящей из большого числа витков провода, намотанного в один слой (рис. 30). Так как ток во всех витках катушки в каждый момент течет в одну сторону, то магнитные поля, создаваемые всеми витками, совпадают по направлению. Складываясь, магнитные поля отдельных витков усиливают друг друга и тем в большей степени, чем ближе друг к другу расположены витки (чем ближе друг к другу витки, тем точнее совпадают направления их магнитных полей). Вследствие этого при данном токе напряженность магнитного поля H внутри катушки, получающаяся в результате сложения магнитных полей отдельных витков, оказывается пропорциональной числу витков катушки, приходящихся на единицу ее длины, т. е. величине $w_1 = w/l$, где w — общее число витков катушки, а l — ее длина.

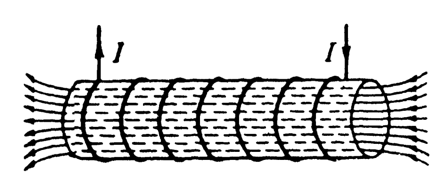


Рис. 30.

Магнитное поле внутри катушки оказывается почти однородным; силовые линии поля пронизывают все витки катушки и замыкаются во внешнем пространстве. При большой длине катушки силовые линии поля внутри катушки расположены гораздо гуще, чем снаружи, т. е. магнитное поле длинной катушки сосредоточено главным образом внутри нее. Все витки катушки пронизываются одним и тем же магнитным потоком $\Phi = HS$, где S — сечение витка.

Если происходит изменение Ф, то в каждом витке возникает э. д. с. самоиндукции, тем бо́льшая, чем больше H, так как при данной скорости изменения I скорость изменения Ф пропорциональна самой величине Ф. Электродвижущая сила самоиндукции в каждом витке пропорциональна Sw/l, так как H пропорционально w/l, а поскольку э. д. с. отдельных витков складываются, э. д. с. во всей катушке пропорциональна Sw^2/l. Но при данной скорости изменения тока э. д. с. в контуре должна быть пропорциональной индуктивности контура. Следовательно, индуктивность длинной катушки пропорциональна Sw^2/l.

При достаточно большом числе витков и большом диаметре индуктивность катушки может быть сделана значительной. Для того чтобы увеличить индуктивность катушки, нужно увеличить число витков катушки, не увеличивая ее длины. Этого можно достичь, применяя многослойную намотку катушки. Однако для многослойной катушки, особенно если толщина намотки сравнима с длиной катушки, уже несправедливо то соотношение между индуктивностью катушки, ее размерами и числом витков, которое было получено выше для однослойной длинной катушки. Но каче-

ственно картина остается прежней: индуктивность катушки растет с ростом числа витков и диаметра катушки.

Рассмотрим теперь подробнее, какую роль играет индуктивность цепи при включении и выключении э. д. с. Начнем со случая, когда в цепь, содержащую индуктивность L и активное сопротивление R, включается источник постоянной э. д. с. E (рис. 31) и в момент включения ток в цепи равен нулю. Опыт показывает, что после включения источника э. д. с. ток в цепи возрастает постепенно, тем медленнее, чем больше L и чем меньше R. При достаточно больших L это медленное возрастание тока можно наблюдать на обычном амперметре, стрелка которого очень медленно движется от нуля. При небольших L наблюдать возрастание тока после включения источника э. д. с. можно при помощи осциллографа. Если бы индуктивность в цепи вовсе отсутствовала, то в цепи в момент t_1 включения э. д. с. сразу, скачком установился бы ток $I_0=E/R$ (штриховая прямая на рис. 32,a). При наличии же индуктивности L возникновение тока в цепи после включения источника э. д. с. вызывает направленную навстречу току э. д. с. самоиндукции E_L.

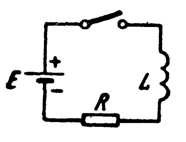


Рис. 31.

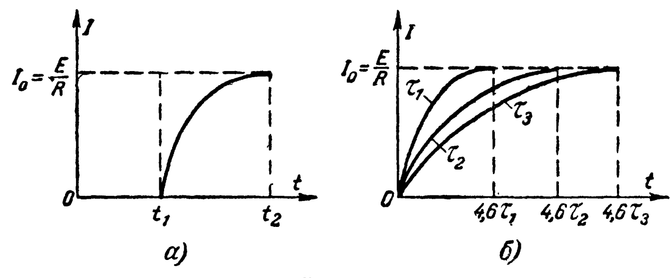


Рис. 32.

По закону Ома в цепи должен устанавливаться ток такой величины, чтобы сумма падений напряжения как раз оказалась равной сумме э. д. с. В данном случае в цепи действуют две э. д. с.: постоянная э. д. с. источника E и э. д. с. самоиндукции E_L. Следовательно, по закону Ома

$$E+E_L=RI$$

и ток в цепи в любой момент времени равен

$$I=\frac{E+E_L}{R},$$

где E_L — значение э. д. с. самоиндукции в тот же момент времени.

Так как в момент включения ток, ранее равный нулю, должен начать возрастать, то э. д. с. самоиндукции, равная

$$E_L=-L\frac{\Delta I}{\Delta t},$$

будет отрицательной, т. е. направленной навстречу э. д. с. E. В момент включения цепи возникает E_L, как раз равная по величине E,

а так как $\dot{E}_L$ направлена навстречу $\dot{E}$, то сразу после включения цепи $E+E_L=0$, а следовательно, $I=0$. Это значит, что при включении цепи не происходит скачка тока, а ток начинает возрастать постепенно от нуля (сплошная кривая на рис. 32,*а*). Вместе с тем постепенно уменьшается э. д. с. самоиндукции, так как скорость изменения тока постепенно уменьшается и ток приближается к значению E/R.

Теоретически этот процесс установления тока длится бесконечно долго. Однако к моменту времени t_2, когда ток I достигнет значения, достаточно близкого к I_0, практически можно считать процесс установления законченным, а промежуток времени t_2-t_1 можно назвать временем установления тока в цепи. Оно тем больше, чем больше отношение L/R, т. е. чем больше индуктивность цепи и чем меньше ее сопротивление.

Такая зависимость получается оттого, что влияние индуктивности тем более заметно, чем больше э. д. с. самоиндукции по сравнению с падением напряжения на сопротивлении R. Поэтому-то и играет роль не сама индуктивность цепи L, а отношение L к сопротивлению цепи R. Это отношение, которое определяет время установления тока в цепи, обладающей индуктивностью и сопротивлением, называется постоянной времени цепи, т. е.

$$\tau = \frac{L}{R}.$$

По прошествии времени τ ток I в цепи достигает значения, примерно равного 63% тока I_0.

Если считать процесс установления тока законченным, когда ток I достигает, например, 99% величины I_0, то можно полагать время установления тока равным

$$t_2 - t_1 = 4{,}6\tau = \frac{4{,}6L}{R}.$$

На рис. 32,*б* изображены кривые установления тока для трех разных постоянных времени цепи $\tau_1<\tau_2<\tau_3$ и одного и того же значения установившегося тока I_0.

Рассмотрим теперь другой случай, когда в цепи, обладающей включенными последовательно индуктивностью L и сопротивлением R, под действием постоянной э. д. с. E уже течет установившийся ток $I_0=E/R$ и действие этой э. д. с. внезапно прекращается, но цепь остается замкнутой. Если бы цепь не обладала индуктивностью, то в момент прекращения действия э. д. с. прекратился бы и ток в цепи. Но явление самоиндукции делает невозможным мгновенное исчезновение тока. В момент t_1, когда э. д. с. исчезла и ток должен был бы упасть до нуля (рис. 33,*а*), возникает э. д. с. самоиндукции, направленная в ту же сторону, куда течет ток I_0. В момент t_1 прекращения действия э. д. с. $\dot{E}$ величина э. д. с. самоиндукции E_L оказывается как раз равной E, т. е. как бы заменяет исчезнувшую э. д. с. E, вследствие чего ток не прекращается скачком, а начинает убывать постепенно от значения I_0. В какой-то момент t_2, когда ток I уменьшился во много раз, можно считать, что процесс исчезновения тока практически закончился.

Время исчезновения тока зависит от постоянной времени цепи L/R так же, как и время установления тока. Если по-прежнему выбрать момент t_2 так, чтобы к этому моменту ток I упал до 0,01 I_0,

то время исчезновения тока также можно считать приблизительно равным

$$t_2 - t_1 = 4{,}6\tau = \frac{4{,}6L}{R}.$$

На рис. 33,*б* приведены графики исчезновения тока в цепи при трех разных значениях постоянной времени $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$, но одном и том же начальном значении тока I_0.

Посмотрим, как выглядят процессы установления и исчезновения тока с энергетической точки зрения. При установлении тока внешняя э. д. с. частично преодолевает активное сопротивление проводника, а частично — э. д. с. самоиндукции. Работа части э. д. с.,

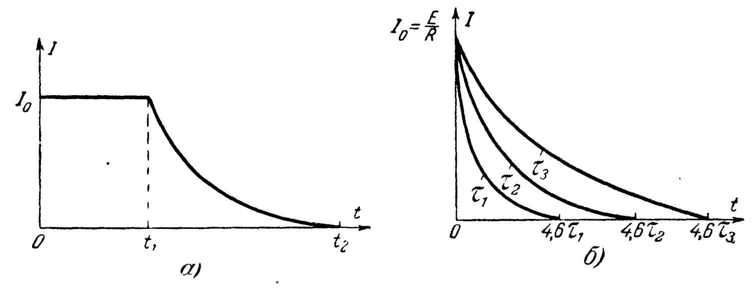


Рис. 33.

преодолевающей активное сопротивление, превращается в тепло и идет на нагрев проводников. А работа части э. д. с., преодолевающей э. д. с. самоиндукции, идет на создание магнитного поля катушки и превращается в энергию этого магнитного поля. Наоборот, при исчезновении тока после выключения внешней э. д. с. ток в цепи поддерживается возникшей э. д. с. самоиндукции. При этом работа э. д. с. самоиндукции идет на преодоление сопротивления цепи и превращается в тепло. Эту работу э. д. с. самоиндукции совершает за счет энергии магнитного поля катушки, исчезающего вместе с исчезновением тока.

Таким образом, с энергетической точки зрения явления установления и исчезновения тока в катушке индуктивности несколько сходны с явлениями заряда и разряда конденсатора, рассмотренными в § 5. При заряде конденсатора и установлении тока в катушке за счет работы э. д. с. создается поле (электрическое — в случае конденсатора, магнитное — в случае катушки) и эта работа превращается в энергию соответствующего поля. При разряде конденсатора и исчезновении тока за счет энергии соответствующего поля поддерживается ток в цепи.

Однако между этими двумя случаями есть следующее принципиальное различие. Ток в цепи конденсатора может существовать только кратковременно: во время его заряда или разряда, и только в это время, в цепи может рассеиваться энергия. А в цепи катушки индуктивности может течь постоянный ток и при этом в активном сопротивлении цепи энергия все время будет рассеиваться в виде тепла. В случае постоянного тока вся работа внешней э. д. с. пре-

вращается в тепло. Если же происходит изменение тока, то при этом изменяется не только напряженность магнитного поля, а значит, и его энергия, но и количество выделяемого в цепи тепла.

Но независимо от этого различия, так же как конденсатор, заряженный до постоянного напряжения, обладает некоторой энергией (связанной с электрическим полем конденсатора), катушка индуктивности, по которой протекает постоянный ток, обладает некоторой энергией, связанной с магнитным полем катушки. Определить величину этой магнитной энергии можно, например, подсчитав всю ту работу, которую совершает э. д. с. самоиндукции, поддерживающая ток в цепи после выключения внешней э. д. с. Подсчет этот (которого мы приводить не будем) дает следующий результат. Если по катушке, обладающей индуктивностью L, течет ток I, то энергия магнитного поля этой катушки

$$W_H = \frac{LI^2}{2}.$$

Внешне это выражение сходно с полученным ранее выражением для энергии электрического поля конденсатора емкостью C, заряженного до напряжения U:

$$W_E = \frac{CU^2}{2}.$$

Более того, для катушки индуктивности, магнитное поле H которой однородно и сосредоточено внутри катушки, можно вычислить индуктивность катушки L, найти связь между током I, текущим по катушке, и напряженностью магнитного поля H катушки и выразить энергию магнитного поля катушки W_H через напряженность поля H. Разделив энергию W_H на объем, заполненный магнитным полем (объем цилиндра, на котором расположены витки катушки), мы получим приведенное выше выражение для плотности энергии магнитного поля:

$$w_H = \frac{H^2}{8\pi}.$$

Индуктивное сопротивление в цепи переменного тока

Рассмотрим, какие токи создает переменная э. д. с. в цепях, обладающих индуктивностью. Пусть к источнику гармонической э. д. с. E присоединена катушка индуктивности L (рис. 34). Если сопротивления проводов источника э. д. с. и катушки индуктивности столь малы, что ими можно пренебречь, то падения напряжения в рассматриваемой цепи отсутствуют и по закону Ома $E+E_L=0$, т. е. э. д. с. самоиндукции в каждый момент равна по величине и противоположна по знаку э. д. с. источника. Иначе говоря, э. д. с. источника E преодолевает только э. д. с. самоиндукции E_L.

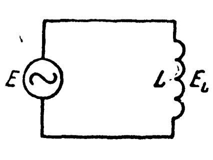


Рис. 34.

Значит, в цепи должны происходить такие изменения тока, которые создают э. д. с. E_L, в каждый момент равную по величине и противоположную по направлению э. д. с. E. Поэтому, если сину-

соида на рис. 35,*а* изображает э. д. с. E, то э. д. с. E_L изобразится синусоидой, приведенной на рис. 35,*б*. А зная, как изменяется э. д. с. самоиндукции в цепи, мы можем определить, как должны происходить изменения тока, чтобы они создавали э. д. с., изображенную на рис. 35,*б*. Так как э. д. с. самоиндукции пропорциональна скорости изменения тока, то, значит, E_L проходит через нуль, когда ток I достигает наибольшего значения того или иного знака. Именно в эти моменты ток перестает изменяться, перед тем как начать изменяться в обратном направлении. С другой стороны, E_L проходит через наибольшие значения в те моменты, когда скорость изменения I наибольшая. Следовательно, когда синусоида, изображающая I, проходит через нулевые значения (где она имеет наибольшую крутизну), синусоида, изображающая E_L, проходит через наибольшие значения. Это означает, что синусоида I сдвинута во времени относительно синусоиды E_L на $T/2$.

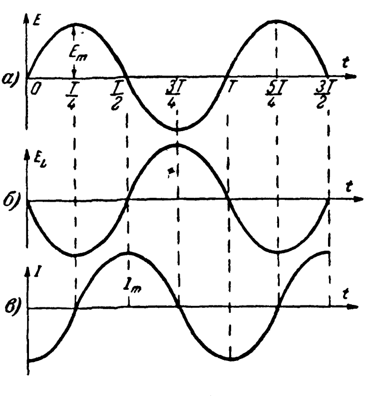


Рис. 35.

Чтобы определить, в какую сторону во времени сдвинут ток I относительно э. д. с. E_L, нужно учесть, что э. д. с. самоиндукции всегда направлена навстречу изменению тока. Поэтому в течение первого полупериода от $t=0$ до $t=T/2$, когда E_L отрицательна, изменения тока положительны, т. е. ток от наибольшего отрицательного значения $-I_m$ возрастает до наибольшего положительного $+I_m$. В течение всей второй половины периода от $T/2$, до T, когда E_L положительна, изменения тока все время отрицательны, т. е. ток от наибольшего положительного значения $+I_m$ убывает до наибольшего отрицательного значения $-I_m$. Таким образом, синусоида, изображающая ток I в цепи (рис. 35,*в*), сдвинута по оси времени вправо от синусоиды, изображающей внешнюю э. д. с. E, так что максимум I наступает на $T/4$ позже, чем максимум E. Иначе говоря, ток запаздывает по фазе по отношению к э. д. с. на $\pi/2$.

Нам остается еще определить амплитуду тока I_m. Прежде всего чем меньше индуктивность катушки, тем большей должна быть амплитуда тока (при неизменной частоте), чтобы амплитуда э. д. с. самоиндукции достигла заданной величины, т. е. стала равной внешней э. д. с. С другой стороны, при данной индуктивности катушки чем больше частота тока, тем меньшей должна быть амплитуда тока, чтобы амплитуда э. д. с. самоиндукции достигла заданной величины. Подсчет показывает, что амплитуда тока в цепи обратно пропорциональна произведению угловой частоты тока ω на индуктивность L цепи, т. е. может быть выражена так:

$$I_m = \frac{E_m}{\omega L},$$

где E_m — амплитуда внешней э. д. с.

Повторяя те же рассуждения, что и для емкостного сопротивления, найдем, что катушка индуктивности представляет собой для переменного тока сопротивление, величина которого

$$X_L = \omega L.$$

Это сопротивление катушки называется *индуктивным сопротивлением*. Чтобы отличить его от емкостного, в качестве индекса ставится буква L, а не C, как в случае емкостного сопротивления.

Индуктивное сопротивление, так же как и емкостное, принадлежит к классу реактивных сопротивлений. В течение четверти периода, например от $t=T/4$ до $t=T/2$ на рис. 35, э. д. с. источника совершает работу по преодолению э. д. с. самоиндукции, так как ток и э. д. с. источника направлены в одну сторону, и отдаваемая источником за это время энергия превращается в энергию магнитного поля. В течение следующей четверти периода, например, от $t=T/2$ до $t=3T/4$ на рис. 35, ток направлен навстречу э. д. с. источника. Значит, источник потребляет энергию, накопленную в контуре (энергию магнитного поля катушки), и если активное сопротивление катушки так мало, что им можно пренебречь, то можно считать, что эта энергия полностью возвращается в источник. Катушка индуктивности без потерь, так же как и конденсатор, не потребляет энергии, а лишь на четверть периода заимствует ее от источника, с тем чтобы в следующую четверть периода вернуть ее источнику.

Реактивный характер индуктивного сопротивления, так же как и емкостного, самым тесным образом связан со сдвигом фаз между э. д. с. и током. Повторяя те же рассуждения, что и в случае емкостного сопротивления, мы убедимся, что именно сдвиг фаз на $\pi/2$ между э. д. с. и током приводит к тому, что четверть периода внешняя э. д. с. совершает работу по продвижению зарядов против э. д. с. самоиндукции и эта работа превращается в энергию магнитного поля, а в следующую четверть периода э. д. с. самоиндукции совершает работу по продвижению зарядов против э. д. с. источника и энергия магнитного поля возвращается в источник.

Однако в емкостном сопротивлении фаза тока сдвинута по отношению к фазе э. д. с. на $\pi/2$ вперед, т. е. ток *опережает* э. д. с. по фазе на $\pi/2$, а в индуктивном сопротивлении фаза тока сдвинута по отношению к фазе э. д. с. на $\pi/2$ назад, т. е. ток *запаздывает* по фазе на $\pi/2$ по отношению к э. д. с. Это различие играет существенную роль, когда цепь содержит оба типа сопротивлений, т. е. и конденсаторы, и катушки индуктивности. Такие случаи встретятся нам дальше.

Остановимся теперь на одном принципиальном различии между емкостным и индуктивным сопротивлениями. Электрическое поле, создаваемое заряженным конденсатором как между обкладками, так и в присоединенной к обкладкам внешней цепи, создается электрическими зарядами обкладок. Поэтому, как уже указывалось выше, напряжение на конденсаторе надлежит рассматривать как *падение напряжения*. Иначе обстоит дело с индуктивностью. Электрическое поле, возникающее при изменении тока в проводнике, обладающем индуктивностью, обусловлено не электрическими зарядами, а изменениями магнитного поля. Следовательно, электрические силы, действующие со стороны этого поля,

создают не падение напряжения, а электродвижущую силу.

В соответствии с этим мы и выражали закон Ома, который утверждает, что сумма падений напряжения равна сумме э. д. с. для цепи, содержащей источник э. д. с. E и емкость C, в виде

$$E = U_C,$$

а для цепи, содержащей источник э. д. с. E и катушку индуктивности L, в виде

$$E + E_L = 0.$$

Как видим, различать э. д. с. и падения напряжения необходимо для того, чтобы знать, в какой части уравнения, выражающего закон Ома, записать данную величину. Но, конечно, после того как мы правильно записали все э. д. с. и падения напряжения, можно любую из этих величин переносить в другую часть уравнения, изменив ее знак на обратный. В частности, мы можем второе из приведенных выше уравнений записать в виде $E = -E_L$ и формально рассматривать величину $-E_L$ как падение напряжения на индуктивности. Иногда это бывает удобно, так как, вводя «падение напряжения на индуктивности», мы получаем возможность в случае любых сопротивлений (емкостных, индуктивных и активных) говорить о падениях напряжения и писать их все рядом в уравнении, выражающем закон Ома. Само собой разумеется, от того, что мы взяли данную физическую величину с обратным знаком, природа ее не может измениться. По своей природе $-E_L$ есть не падение напряжения, а взятая с обратным знаком э. д. с. самоиндукции.

В заключение рассмотрим вопрос о зависимости величины активного сопротивления проводника от частоты протекающего по нему тока.

Всякий проводник независимо от его формы обладает некоторой индуктивностью, а значит, и индуктивным сопротивлением переменному току. На достаточно высоких частотах, при которых индуктивное сопротивление проводника становится сравнимым с его активным сопротивлением, а тем более превосходит последнее, возникает своеобразное явление, которое заключается в том, что по мере увеличения частоты ток все меньше и меньше проникает в глубь сечения проводника, или, иначе говоря, ток все более и более «вытесняется» к поверхности проводника. Это явление называется поверхностным эффектом.

Для рассмотрения этого эффекта разобьем мысленно проводник, по которому течет ток, на отдельные тонкостенные трубки, вплотную вложенные одна в другую. Ток, текущий по каждой из этих трубок, создает магнитное поле, силовые линии которого должны охватывать ток, т. е. создает магнитное поле только вне той трубки, по которой он течет. Поскольку при удалении от оси проводника все большее число токов, текущих по трубкам, участвует в создании магнитного поля, напряженность этого поля возрастает от оси проводника к его поверхности. Вне проводника, где уже все трубки с током внесли свой вклад в создание магнитного поля, напряженность его убывает по мере удаления от поверхности проводника.

На рис. 36 штриховыми окружностями изображены силовые линии магнитного поля тока внутри и вне сечения проводника, по которому течет ток (сечение проводника заштриховано). Из этого рисунка видно, что чем ближе к оси проводника лежит трубка, тем большее число магнитных силовых линий ее охватывает и следовательно, тем больше индуктивность трубки. Поэтому если по проводнику, а значит, по каждой из трубок течет переменный ток, то чем глубже лежит трубка, тем больше ее индуктивное сопротивление. Это приводит к тому, что при одинаковом активном сопротивлении трубок, т. е. при одинаковом сечении стенок трубок, ток, текущий через трубку, оказывается тем меньшим, чем глубже расположена трубка.

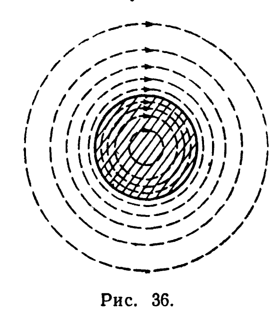


Рис. 36.

Эффект этот тем более заметен, чем больше индуктивное сопротивление проводника по сравнению с его активным сопротивлением. В проводниках с большой проводимостью на высоких частотах ток очень сильно спадает уже на небольшой глубине под поверхностью проводника, так что весь ток практически течет только в поверхностном слое толщиной в десятые и даже сотые доли миллиметра. Поэтому и величина активного сопротивления проводника определяется не всей площадью его сечения, а только той ее внешней частью, по которой течет ток. При высоких частотах она составляет малую долю всей площади сечения проводника, и вследствие этого для высоких частот проводники обладают гораздо бо́льшим активным сопротивлением, чем для низких.

Таким образом, хотя поверхностный эффект обусловлен влиянием индуктивного сопротивления проводника, в конечном счете он приводит к увеличению активного сопротивления проводника, т. е. увеличивает потери энергии в проводнике. Чтобы уменьшить потери энергии, вызванные поверхностным эффектом, выгодно применять проводники с возможно большей поверхностью (при данной площади сечения проводника), например не сплошные проводники, а тонкостенные трубки.

12. Взаимоиндукция

Изменение тока в данном контуре и соответствующее изменение магнитного поля этого тока могут вызвать изменение магнитного потока не только сквозь данный контур (с этим связано явление самоиндукции), но и сквозь другие контуры, расположенные поблизости от данного. В этом случае возникновение э. д. с. индукции называется явлением в з а и м о и н д у к ц и и, а сама возникающая э. д. с. называется э. д. с. взаимоиндукции. Рассмотрим это явление в простейшем случае.

Если в витке *1* (рис. 37) под действием постоянной э. д. с. E течет постоянный ток I_1, то магнитное поле этого тока не изменяется и в расположенном поблизости короткозамкнутом витке *2* никакой э. д. с. не возникает и ток не течет. Но если при помощи реостата R изменять ток I_1, то напряженность магнитного поля этого тока начнет также изменяться, вследствие чего будет изме-

няться и магнитный поток, пронизывающий виток *2*. В этом витке возникнет э. д. с. взаимоиндукции и появится ток I_2.

Направление возникающей э. д. с. взаимоиндукции определяется по принципу Ленца. Если мы уменьшаем сопротивление R и ток I_1 усиливается, то создаваемый им магнитный поток через виток *2* увеличивается. Поскольку это и есть причина возникновения э. д. с. и тока I_2, значит направление тока I_2 должно быть таким, чтобы его магнитное поле препятствовало увеличению магнитного потока, создаваемого током I_1 и пронизывающего виток *2*. Этот поток мы будем дальше обозначать $\Phi_{1\text{-}2}$. Следовательно, направление магнитного поля, а значит, и направление самого тока I_2 должно быть противоположным направлению тока I_1. Именно этот случай изображен на рис. 37. Если же мы увеличиваем сопротивление R и ток I_1 уменьшается, то уменьшается и магнитный поток $\Phi_{1\text{-}2}$. Возникающий ток I_2 должен создавать магнитное поле, препятствующее уменьшению потока $\Phi_{1\text{-}2}$, т. е. направленное в ту же сторону, что и поле тока I_1. Значит, в этом случае оба тока должны быть направлены в одну сторону.

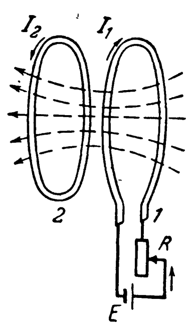


Рис. 37.

Таким образом, при увеличении тока I_1 в контуре *2* возникает ток I_2, направленный навстречу току I_1, а при уменьшении тока I_1 возникает ток I_2, направленный в ту же сторону, что и ток I_1. Так как напряженность магнитного поля пропорциональна току, то и магнитный поток $\Phi_{1\text{-}2}$ пропорционален току I_1, т. е.

$$\Phi_{1\text{-}2}=M_{1\text{-}2}I_1,$$

где $M_{1\text{-}2}$ — величина, зависящая от размеров и взаимного расположения витков *1* и *2*. Эта величина $M_{1\text{-}2}$ называется взаимной индуктивностью (или коэффициентом взаимоиндукции) двух данных контуров.

При заданном законе изменения тока I_1 скорость изменения потока $\Phi_{1\text{-}2}$, а значит, и величина э. д. с. взаимоиндукции пропорциональны $M_{1\text{-}2}$. На этом основании установлена величина единицы взаимной индуктивности, совершенно так же, как и единица индуктивности. Поэтому единицей взаимной индуктивности в абсолютной электромагнитной системе единиц служит сантиметр индуктивности, а в практической системе единиц — генри. Генри — это такая взаимная индуктивность двух контуров, при которой равномерное изменение тока в одном из контуров на 1 *а* в 1 *сек* вызывает в другом контуре появление э. д. с. взаимоиндукции 1 *в*.

Рассмотрим теперь более детально случай, когда ток I_1 в контуре *1* меняется по гармоническому закону и изображается синусоидой, приведенной на рис. 38,*а*. Такой же синусоидой изобразятся изменения магнитного потока $\Phi_{1\text{-}2}$. Электродвижущая сила взаимоиндукции E_M в контуре *2* пропорциональна скорости изменения I_1 и направлена в сторону, обратную изменению тока. Если считать в обоих контурах положительным одно и то же направление (например, по часовой стрелке, если глядеть на них с одной и той же стороны), то возрастанию положительного тока и убыва-

нию (по абсолютной величине) отрицательного тока будут соответствовать отрицательные значения э. д. с. E_M. Наоборот, убыванию положительного тока и возрастанию (также по абсолютной величине) отрицательного будут соответствовать положительные значения э. д. с. E_M. Поэтому в течение двух четвертей периода от $t=0$ до $t=T/4$ и от $t=3T/4$ до $t=T$ э. д. с. E_M отрицательна, а в течение двух четвертей периода от $t=T/4$ до $t=3T/4$ э. д. с. E_M положительна (рис. 38,*б*). Следовательно синусоида E_M отстает по фазе от синусоиды I_2 на $\pi/2$.

Что же касается тока I_2, созданного э. д. с. E_M во втором контуре, то его сдвиг фазы относительно тока I_1 зависит еще и от того, как ток I_2 сдвинут по фазе относительно создающей его э. д. с. E_M. Этот последний сдвиг фазы зависит от свойств второго контура, а именно от соотношения между его активным и индуктивным сопротивлениями. Если активное сопротивление контура

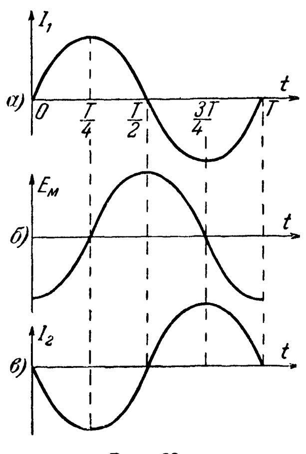


Рис. 38.

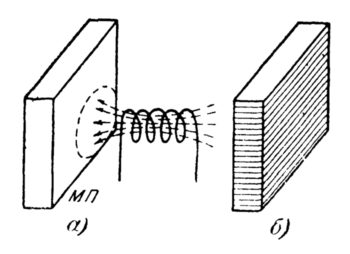


Рис. 39.

велико по сравнению с индуктивным, то фаза тока I_2 в контуре примерно совпадает с фазой э. д. с. E_M. Тогда ток I_2, как и э. д. с. E_M, запаздывает по отношению к току I_2 примерно на $\pi/2$. Если же в контуре *2* активное сопротивление мало и им можно пренебречь, то этот контур представляет собой цепь, обладающую только индуктивностью. Из предыдущего параграфа мы знаем, что в таком контуре ток запаздывает по фазе по отношению к создающей его э. д. с. E_M на $\pi/2$. В этом случае синусоида тока I_2 расположится так, как показано на рис. 38,*в*, т. е. будет противоположен по фазе току I_1 (токи в витках имеют противоположные направления).

С явлением взаимоиндукции непосредственно связано возникновение так называемых в и х р е в ы х т о к о в, или токов Фуко. Если вблизи контуров, обтекаемых переменным током, расположены массивные проводники, например металлическая пластина (*МП* на рис. 39,*а*), то любой замкнутый контур, выделенный мысленно из этой пластины (штриховая окружность на рис. 39,*а*), пронизывается переменным магнитным потоком. Следовательно, в пластине возникнут замкнутые переменные токи. Это и есть вихревые токи.

На создание вихревых токов затрачивается часть энергии магнитного поля, и эта энергия рассеивается в проводнике в виде тепла. Потери энергии на вихревые токи тем более заметны, чем массивнее проводники, в которых эти токи возникают, и чем меньше их сопротивление (так как тем сильнее эти вихревые токи). С другой стороны, потери на вихревые токи растут с ростом частоты тока.

Для уменьшения потерь на вихревые токи массивные проводники разделяют на отдельные тонкие слои, изолированные друг от друга и расположенные таким образом, что выделенные мысленно контуры, которые пронизываются магнитным потоком, разбиваются на гораздо более мелкие контуры (рис. 39,*б*). Это препятствует возникновению сильных вихревых токов и существенно уменьшает потери энергии на их создание. Однако так как потери на вихревые токи растут с частотой, то на высоких частотах проводники, даже разделенные на отдельные тонкие слои, все же вызывают большие потери энергии.

13. Ферромагнетики в магнитном поле

Во всяком веществе под действием магнитного поля возникает явление магнитной поляризации, внешне сходное с явлением электрической поляризации диэлектриков. Так же как электрическая поляризация диэлектрика изменяет напряженность электрического поля, магнитная поляризация вещества изменяет напряженность магнитного поля. Вещества, в которых явление магнитной поляризации выражено сильно, называются **ферромагнетиками**. Однако явления электрической и магнитной поляризации, несмотря на внешнее сходство, по существу различны. Поскольку в природе не существует магнитных зарядов, в телах не может возникать магнитных диполей, подобных электрическим диполям в диэлектрике.

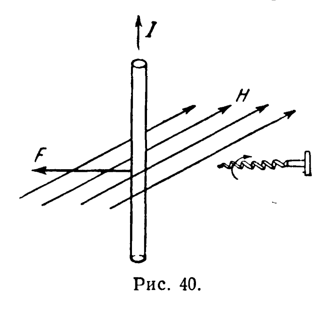


Рис. 40.

Воздействие магнитного поля на электрические заряды, входящие в состав тела (электроны и ионы), может происходить только в том случае, когда заряды движутся. В самом деле, движущиеся электрические заряды эквиваленты электрическим токам, а на электрический ток магнитное поле действует с некоторой силой. Поэтому, аналогично тому как для объяснения электрической поляризации мы рассматривали атомы в виде электрических диполей, для объяснения магнитной поляризации мы должны учесть, что движение электронов в атоме делает атом эквивалентным некоторому замкнутому электрическому току. Эти токи называют элементарными. На помещенный в магнитном поле проводник с током I действует со стороны магнитного поля сила F, направленная перпендикулярно току и магнитному полю, по правилу буравчика. Если расположить рукоятку буравчика в направлении тока I и затем поворачивать буравчик так, чтобы рукоятка его кратчайшим путем приняла направление вектора напряженности магнитного поля H, то буравчик будет двигаться в направлении действия силы F (рис. 40). Применяя это правило к витку с током, можно

убедиться, что силы F_1 и F_2, действующие со стороны магнитного поля на противоположные стороны витка (рис. 41), разворачивают виток так, чтобы он устанавливался перпендикулярно полю и чтобы направление вектора напряженности магнитного поля самого витка H_1 совпадало с направлением внешнего магнитного поля (за направление магнитного поля витка мы принимаем направление поля в центре витка).

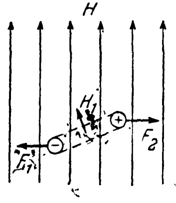


Рис. 41.

После этих предварительных соображений мы можем перейти к рассмотрению картины магнитной поляризации тел. Элементарные токи, связанные с атомами тела, в отсутствие внешнего магнитного поля, так же как и сами атомы, занимают всевозможные положения, т. е. ориентированы хаотически. Под действием внешнего магнитного поля элементарные токи ориентируются по полю так, как указано выше. Чем больше напряженность внешнего поля, тем бо́льшая часть элементарных токов, заключенных в теле, оказывается ориентированной по полю и тем сильнее магнитная поляризация тела.

Степень магнитной поляризации тела зависит не только от напряженности намагничивающего поля, но и от свойств самого тела. Большинство тел очень слабо поляризуется, но три металла — железо, никель и кобальт, некоторые металлические сплавы и химические соединения, содержащие указанные выше металлы, а также некоторые сплавы, в состав которых указанные металлы вообще не входят, обладают способностью сильно поляризоваться. Эти тела и называются ферромагнетиками, а иногда короче — магнетиками.

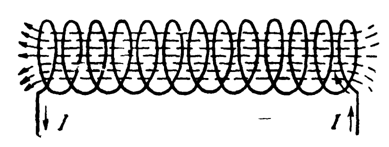


Рис. 42.

Посмотрим, как влияет присутствие ферромагнетика на магнитное поле, создаваемое током. Поместим внутрь длинной катушки цилиндр из ферромагнитного материала (магнитный сердечник), заполняющий все пространство внутри катушки (рис. 42). Как мы знаем, ток I, текущий по катушке, создает внутри нее однородное магнитное поле. Это поле действует на сердечник и вызывает его магнитную поляризацию. Элементарные токи в сердечнике установятся по полю и плоскости их будут перпендикулярны оси катушки.

Схематически мы можем представить себе, что элементарные токи не только ориентируются по полю, но выстраиваются в виде длинных тонких столбиков (рис. 43). Так как все элементарные токи, образующие столбик, ориентированы в одном направлении, то их магнитные поля складываются так же, как поля отдельных витков катушки. Словом, магнитное поле длинного столбика элементарных токов совершенно подобно полю длинной катушки. Оно существует главным образом внутри катушки и напряженность его зависит от числа элементарных токов, приходящихся на единицу длины столбика, т. е. в конечном счете от степени поляризации сердечника.

Так как внутреннее поле каждого столбика по направлению

совпадает с направлением внешнего намагничивающего поля, то, складываясь, эти поля усиливают друг друга. Поэтому результирующее магнитное поле в ферромагнетике всегда больше внешнего намагничивающего поля. Напряженность результирующего магнитного поля в магнетике называют **магнитной индукцией** и обозначают буквой *B*. Величина, показывающая, во сколько раз усиливается напряженность магнитного поля токов, когда все пространство вокруг токов заполняется ферромагнетиком, называется **магнитной проницаемостью** данного ферромагнетика и обозначается буквой μ. Чем больше напряженность результирующего внутреннего поля в магнетике при данной напряженности намагничивающего поля, т. е. чем сильнее способен поляризоваться магнетик, тем больше его магнитная проницаемость.

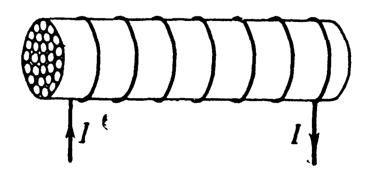


Рис. 43.

Применение в катушках сердечников из ферромагнитных материалов с большой магнитной проницаемостью μ соответственно увеличивает напряженность магнитного поля в сердечнике, а значит, и магнитный поток через сечение катушки (его называют в этом случае потоком магнитной индукции). Вследствие этого в μ раз увеличивается и индуктивность катушки. Применение магнитных сердечников для увеличения индуктивности катушек является одним из важных применений ферромагнитных материалов.

Для той же цели, а также для некоторых других целей часто применяются замкнутые магнитные сердечники (рис. 44). В этом случае магнитные силовые линии замыкаются, практически не выходя из сердечника (магнитный поток, выходящий из сердечника, во много раз слабее, чем поток, проходящий по сердечнику). Таким образом, замкнутый магнитный сердечник устраняет рассеяние магнитного потока; весь магнитный поток, созданный одной обмоткой, например обмоткой *I*, проходя целиком по магнитному сердечнику, полностью пронизывает вторую обмотку (*II* на рис. 44). И когда изменяется магнитный поток, создаваемый током, текущим в одной из обмоток, изменяется также и магнитный поток, пронизывающий другую обмотку.

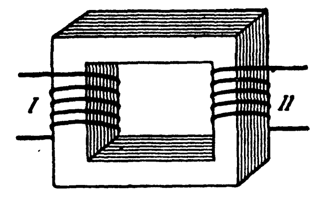


Рис. 44.

Аналогично действует и сплошная коробка из ферромагнитного материала. Если внутри коробки помещается, например, катушка с незамкнутым сердечником, то магнитное поле катушки вне ее хотя и мало, но существует на значительных расстояниях от катушки (рис. 45,*а*). Если же эту катушку заключить в коробку из ферромагнитного материала, то все магнитные силовые линии, выходящие из сердечника, замкнутся через стенки коробки и вне ее магнитное поле будет отсутствовать (рис. 45,*б*). Точно так же, если магнитное поле существует вне коробки из ферромагнитного мате-

риала, то, замкнувшись через стенки коробки, силовые линии магнитного поля не проникнут внутрь коробки. Таким образом, коробка из ферромагнитного материала играет роль экрана для магнитных полей, аналогично тому как коробка из хорошего проводника играет роль электростатического экрана.

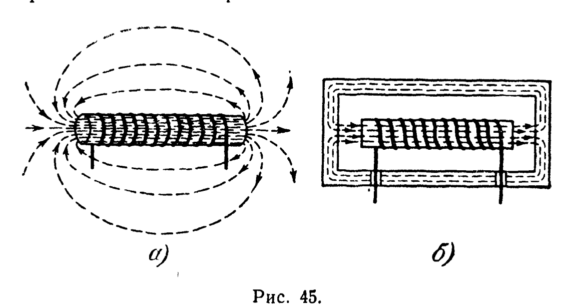


Рис. 45.

Сердечники из ферромагнитного материала позволяют получить большую напряженность магнитного поля не только в самом материале, но и в узкой щели, расположенной поперек магнитного потока (рис. 46). Ее пронизывают все силовые линии магнитного поля сердечника. Поэтому напряженность магнитного поля в щели такая же, как в материале сердечника. Этим приемом пользуются для получения сильных магнитных полей в магнитоэлектрических измерительных приборах, некоторых типах громкоговорителей и т. п.

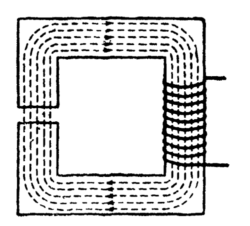


Рис. 46.

Получению сильных магнитных полей в ферромагнитных телах (или узких щелях между ними) ставит предел явление магнитного насыщения. Если ферромагнетик способен сильно поляризоваться, то при достаточно большой напряженности намагничивающего поля все имеющиеся в магнетике элементарные токи установятся по полю. Тогда дальнейшее увеличение напряженности намагничивающего поля не вызовет увеличения поляризации магнетика, так как он уже полностью поляризован, и поэтому рост поля в магнетике при увеличении внешнего поля H замедлится. На графике зависимости магнитной индукции B в магнетике от напряженности намагничивающего поля H (рис. 47,*а*) этому соответствуют лежащие вправо от точки H_1 и влево от точки $-H_1$ области насыщения.

Зависимость магнитной индукции B в магнетике от напряженности намагничивающего поля H имеет еще одну существенную особенность, обусловленную тем, что в поляризации ферромагнетиков наблюдается явление гистерезиса, или последействия. Явление это состоит в следующем. Если, увеличивать напряженность намагничивающего поля H до некоторого значения H_1, которому соответствует магнитная индукция B_1 (штриховая кривая на рис. 47,*б*), а затем начнем уменьшать H, то кривая зависимости B от H

при уменьшении H не совпадет с кривой, изображающей эту зависимость при увеличении H. В частности, когда H равно нулю, B еще остается больше нуля и равно B_0. Для того чтобы B стало равным нулю, необходимо намагничивающее поле обратного направления с напряженностью $-H_0$. Такое же последствие наблюдается при изменении напряженности поля в обратном направлении от $-H_1$ до $+H_1$. Однако так как кривая, изображающая зависимость B от H для изменений от $+H_1$ до $-H_1$, не совпадает с кривой для изменений от $-H_1$ до $+H_1$, то обе кривые вместе образуют петлю, которая называется петлей гистерезиса.

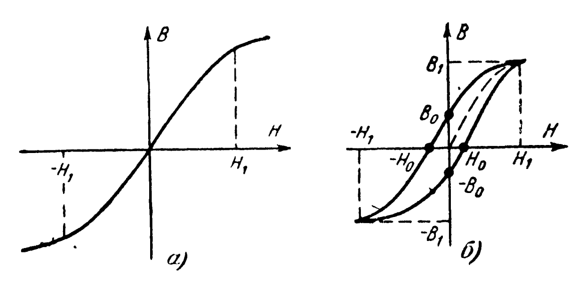


Рис. 47.

Эта особенность зависимости магнитной индукции B от намагничивающего поля H обусловлена тем, что в ферромагнетиках существуют силы, препятствующие изменению ориентировки элементарных токов. Если под действием достаточно сильного намагничивающего поля H большое число элементарных токов окажется ориентированным по полю, то наличие сил, препятствующих изменению ориентировки элементарных токов, приведет к тому, что при исчезновении намагничивающего поля H некоторая доля всех ориентированных по полю элементарных токов сохранит свою ориентировку. Эти оставшиеся ориентированными по полю элементарные токи и создают «остаточную индукцию» B_0 или $-B_0$ (рис. 47,*б*). Для того чтобы нарушить ориентировку оставшихся ориентированными по полю элементарных токов, должно быть приложено достаточно сильное размагничивающее поле обратного направления $-H_0$, после чего остаточная индукция B_0 исчезает. Чем больше силы, препятствующие изменению ориентировки элементарных токов в ферромагнетике (величина сил зависиг от состава и обработки магнетика), тем больше остаточная индукция.

Ферромагнетики, в которых эти силы велики, используются для создания постоянных магнитов. Наличие остаточной индукции в предварительно намагниченном ферромагнетике сводится к тому, что в нем сохраняется магнитная поляризация; силовые линии магнитного поля, обусловленного остаточной поляризацией, выходят в окружающее пространство. Придавая магниту соответствующую форму, например форму подковы, можно между концами магнита получить магнитное поле достаточно большой напряженности. Как ясно из всего изложенного выше, внешнее магнитное поле постоянного магнита создается теми же ориентированными элементарными

токами, которые создают остаточную индукцию внутри постоянного магнита. Силовые линии магнитного поля элементарных токов, как и поля всяких токов, должны быть замкнуты, т. е., пройдя через тело магнита, они выходят наружу из одного его полюса (северного) и возвращаются через другой полюс (южный). Однако если нас интересует только внешнее магнитное поле, создаваемое постоянными магнитами, то мы можем представить себе дело так, будто магнитные силовые линии начинаются на «магнитном заряде», заключенном в северном полюсе магнита, и кончаются на «магнитном заряде», сосредоточенном в южном полюсе. Поэтому, рассматривая, например, взаимодействие двух полюсов магнитов, можно пользоваться представлением о «магнитных зарядах». Но так как силовые линии магнитного поля всегда замкнуты, то «магнитные» заряды» нам приходится всегда вводить парами — северный и южный заряды одинаковой величины. Это и указывает на то, что «магнитных зарядов» в природе нет (реально существующие в природе электрические заряды разных знаков могут встречаться порознь).

14. Соединение индуктивностей

Рассмотрим вопрос о том, какой общей индуктивностью обладает цепь, которая содержит две соединенные между собой катушки индуктивности. В отличие от рассмотренного выше случая соединенных между собой конденсаторов нужно учитывать, что при включении двух катушек индуктивности в общую цепь они могут быть индуктивно связаны, т. е. магнитное поле каждой из катушек может пронизывать витки другой катушки. Только в случаях, когда катушки находятся на значительном расстоянии одна от другой или снабжены замкнутыми ферромагнитными сердечниками, можно считать, что взаимная индуктивность в них отсутствует.

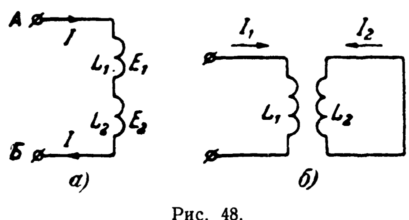


Рис. 48.

Сначала мы рассмотрим последовательное включение двух катушек, не имеющих взаимной индуктивности. При таком включении (рис. 48,*а*) э. д. с. самоиндукции E_1 и E_2, возникающие в катушках, складываются и общая э. д. с. самоиндукции между точками A и B равна $E_{1\text{-}2}=E_1+E_2$. А так как

$$E_1=-L_1\frac{\Delta I}{\Delta t} \quad \text{и} \quad E_2=-L_2\frac{\Delta I}{\Delta t},$$

то

$$E_{1\text{-}2}=-(L_1+L_2)I,$$

поскольку через обе катушки течет один и тот же ток I.

Следовательно, цепь, состоящая из двух последовательно включенных и не взаимодействующих катушек, обладает общей индуктивностью

$$L=L_1+L_2.$$

В случае, если между двумя включенными последовательно катушками существует взаимоиндукция, в каждой из них, помимо э. д. с. самоиндукции, возникает э. д. с. взаимоиндукции, обусловленная действием магнитного поля другой катушки. Если катушки включены последовательно и расположены так, что поля их направлены в одну сторону, то в катушках возникают соответственно э. д. с.

$$E_1 = -L_1\frac{\Delta I}{\Delta t} - M_{1\text{-}2}\frac{\Delta I}{\Delta t}$$

и

$$E_2 = -L_2\frac{\Delta I}{\Delta t} - M_{1\text{-}2}\frac{\Delta I}{\Delta t},$$

где $M_{1\text{-}2}$ — взаимная индуктивность катушек.

Следовательно, э. д. с. взаимоиндукции добавляется к э. д. с. самоиндукции и общая индуктивность цепи

$$L = L_1 + L_2 + 2M_{1\text{-}2}.$$

Наоборот, если катушки расположены так, что их магнитные поля направлены в противоположные стороны, то в каждой из катушек э. д. с. взаимоиндукции вычитается из э. д. с. самоиндукции и общая индуктивность цепи

$$L = L_1 + L_2 - 2M_{1\text{-}2}.$$

Помимо рассмотренных примеров непосредственного включения катушек индуктивности в цепь, индуктивность цепи может существенно изменяться вследствие того, что единственная катушка, включенная в цепь, индуктивно связана с какой-либо другой катушкой, не включенной в данную цепь. Так, например, если к включенной в цепь катушке L_1 приблизить катушку L_2, замкнутую накоротко (рис. 48,*б*), то вследствие явления индукции в катушке L_2 также возникает переменный ток. При этом характер явления зависит от соотношения между индуктивностью катушки и ее активным сопротивлением.

Как мы уже знаем, когда активное сопротивление мало по сравнению с индуктивным, направление тока I_2, возникшего в катушке L_2, таково, что направление магнитного поля этого тока противоположно направлению магнитного поля в катушке. Поэтому магнитное поле катушки L_2 ослабляет магнитное поле катушки L_1 и тем в большей степени, чем сильнее ток, индуцированный в катушке L_2. Таким образом, если катушка L_2 обладает малым активным сопротивлением, то при приближении ее к катушке L_1 индуктивность последней уменьшается.

Тот же эффект получится, если к включенной в цепь катушке L_1 приблизить лист металла с малым сопротивлением (медь, алюминий). В этом листе индуцируются вихревые токи, магнитное поле которых также противоположно полю катушки L_1. Вследствие этого при приближении металлического листа индуктивность катушки уменьшается. Поэтому экранирование катушки при помощи экранов из хорошо проводящего немагнитного материала всегда уменьшает индуктивность катушки, и тем сильнее, чем ближе экран к виткам катушки.

ГЛАВА ВТОРАЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

15. Связь между электрическим и магнитным полями

Постоянные (а практически и очень медленно изменяющиеся) электрическое и магнитное поля, которые были рассмотрены в гл. 1, могут существовать одно в отсутствие другого и независимо друг от друга. Постоянное электрическое поле может быть создано неподвижными электрическими зарядами; постоянное магнитное поле может быть создано, например, постоянными магнитами. При этом неподвижные электрические заряды не создают магнитных полей, а неподвижные магниты не создают электрических полей. Но если, например, вследствие движения электрического заряда (или магнита) электрическое (или магнитное) поле изменяется, то картина оказывается существенно иной.

Прежде всего изменения магнитного поля вызывают появление электрического поля. Это уже рассмотренное выше (см. § 10) явление электромагнитной индукции. Рассмотрим это явление еще раз в его наиболее «прозрачном» виде. Если мы возьмем виток проволоки с включенным в него достаточно чувствительным прибором для измерения токов, то обнаружим появление тока всякий раз, когда магнитный поток, пронизывающий виток, по какой-либо причине изменяется. Наблюдается это явление всегда независимо от того, какой причиной вызвано изменение магнитного потока: тем, что изменяется напряженность магнитного поля, пронизывающего виток, либо тем, что сам виток поворачивается или перемещается в магнитном поле, напряженность которого остается неизменной. При этом в случае увеличения числа силовых линий, пронизывающих виток, ток будет протекать в одном направлении, а в случае уменьшения числа силовых линий — в другом.

Возникновение электрического тока при изменении магнитного потока, пронизывающего виток, свидетельствует о том, что в витке действует э. д. с., направление которой зависит от направления магнитного потока и от того, увеличивается ли он или уменьшается. Однако в рассматриваемом случае нельзя говорить об источнике э. д. с., включенном в какое-то место витка. Все участки витка находятся в одинаковых условиях, и следовательно, если возникает э. д. с., то она должна одинаково действовать во всех частях витка. С другой стороны, никаких электрических зарядов, которые могли бы создавать электрическое поле, в замкнутом витке возникнуть не может. Между тем для поддержания электрического тока в витке должно существовать электрическое поле. Следовательно, при изменении магнитного поля, пронизывающего виток, в витке возникает электрическое поле, действующее во всех участках витка и вызывающее в нем электрический ток. Это электрическое поле, действующее по всему витку, и играет в данном случае роль э. д. с., которая называется э. д. с. индукции. Величина тока в витке, а значит, и величина э. д. с. индукции оказываются пропорциональными скорости изменения магнитного потока.

Таким образом, в результате электромагнитной индукции при изменении магнитного потока сквозь виток (сплошные линии на рис. 49) в витке появляется электрическое поле, имеющее по витку везде одно и то же направление, зависящее от того, куда направле-

но изменение магнитного потока сквозь виток[1]. Силовые линии этого электрического поля представляют собой замкнутые кривые (штриховая линия на рис. 49; направление ее соответствует случаю, когда магнитный поток уменьшается).

В рассмотренном явлении виток проволоки играет не принципиальную, а вспомогательную роль: в нем возникает электрический ток, что указывает на появление электрического поля при изменении магнитного потока, т. е. наличие витка позволяет обнаружить возникшее электрическое поле. Само же возникновение электрического поля ни в какой мере не связано с присутствием витка. Если в какой-либо области пространства изменяется магнитное поле, то в этой области возникает электрическое поле, напряженность которого пропорциональна скорости изменения напряженности магнитного поля.

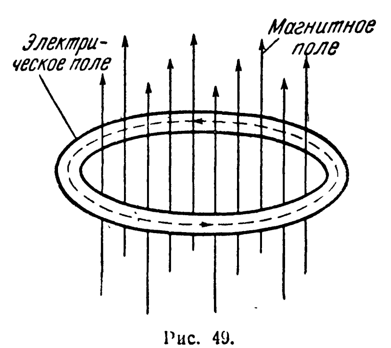
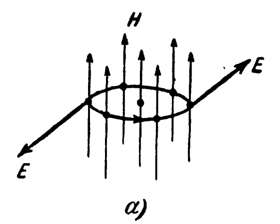


Рис. 49.

Силовые линии возникшего электрического поля представляют собой окружности (вообще замкнутые кривые), лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению изменяющегося магнитного поля, и охватывающие силовые линии этого поля. Таким образом, вектор напряженности изменяющегося магнитного поля H и вектор напряженности порождаемого этими изменениями электрического



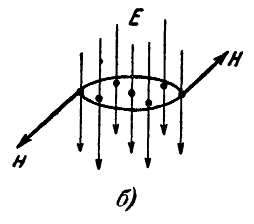


Рис. 50.

поля E в каждой точке пространства взаимно перпендикулярны (рис. 50). В какую сторону при этом направлено электрическое поле: слева — вперед, а справа — за чертеж, как на рис. 50,*а*, или наоборот, слева — за чертеж, а справа — вперед, зависит от того, как изменяется магнитное поле: возрастает ли оно или убывает. Но в обоих случаях в правой и левой частях рис. 50,*а* и вообще в двух противоположных частях рассматриваемой области электрические поля направлены в противоположные стороны, так как силовые линии поля замкнуты.

---

[1] Направление изменения магнитного потока совпадает с направлением самого потока, если он усиливается, и противоположно направлению потока, если он ослабевает.

Аналогичное явление происходит и при изменениях электрического поля (это явление можно было бы назвать «обратной электромагнитной индукцией»). Если в какой-либо области пространства (рис. 50,*б*) происходят изменения напряженности электрического поля *E*, то в этой области возникает магнитное поле напряженностью *H*, силовые линии которого представляют собой окружности (вообще замкнутые кривые), лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению изменяющегося электрического поля, и охватывающие силовые линии этого поля.

Картина получается почти подобной той, которая наблюдается при изменениях магнитного поля; между ними есть лишь одно различие: при одних и тех же изменениях возбуждающего поля направления возникающего поля в обоих случаях оказываются противоположными. На рис. 50,*б* это условно отражено в том, что направление электрического поля выбрано обратным направлению магнитного поля на рис. 50,*а*. При этом в обоих случаях получается одинаковое направление возникающего поля: электрического на рис. 50,*а* и магнитного на рис. 50,*б*. Условность состоит в том, что в обоих случаях изображены направления возбуждающего поля, но не указано, как оно изменяется: возрастает или убывает.

Направления возникающих полей на рис. 50,*а* и *б* соответствуют в обоих случаях уменьшению возбуждающего поля. Противоположные направления возникающих полей являются единственным различием в обоих рассматриваемых явлениях. Во всем остальном они подобны. В частности, и в этом случае оба поля (возбуждающее электрическое и возникающее магнитное) в каждой точке пространства направлены взаимно перпендикулярно, а напряженность возникающего поля *H* пропорциональна скорости изменения напряженности возбуждающего поля *E*.

Магнитное поле, возникающее при изменениях электрического поля, по своему характеру аналогично магнитному полю, возбуждаемому электрическим током. Если бы мы заменили изменяющееся электрическое поле электрическим током, текущим по направлению поля, если оно увеличивается, и против направления поля, если оно уменьшается, то этот ток создал бы магнитное поле, подобное тому, которое создается изменениями электрического поля. В частности, магнитное поле такого же характера, как изображенное на рис. 50,*б*, может быть создано током, текущим против направления электрического поля (направление магнитного поля на этом рисунке соответствует уменьшению электрического поля).

Таким образом, изменение электрического поля по своему магнитному действию эквивалентно некоторому электрическому току. Этот эквивалентный электрический ток называют током смещения. Поэтому когда в какой-либо области пространства происходят изменения электрического поля, говорят, что в этой области пространства возникают токи смещения, которые и создают магнитное поле. Однако в вакууме ток смещения по своей природе ничего общего с электрическим током не имеет, так как в вакууме никакие электрические токи проводимости возникать не могут, поскольку отсутствуют электрические заряды. Ток смещения в этом случае называют током только потому, что по своим магнитным действиям он эквивалентен току. Но в пространстве, заполненном диэлектриком, как было показано в § 7, изменение электрического поля сопровождается появлением тока поляризации. Следовательно, в ди-

электриках току смещения часто соответствует некий реально существующий ток — ток поляризации. Но все же ток смещения в целом никогда нельзя рассматривать как движение зарядов, так как хотя бы отчасти это лишь условное название тех изменений электрического поля во времени, которые порождают магнитное поле.

Поскольку в обоих рассмотренных явлениях напряженность возникающего поля зависит от скорости изменения возбуждающего поля, оба явления становятся тем более заметными, чем быстрее происходят изменения полей. При достаточно быстрых изменениях электрического и магнитного полей всегда возникает заметное другое поле (магнитное — в случае изменения электрического поля и электрическое — в случае изменений магнитного поля) и оба эти поля существуют одновременно. Оба эти поля, возбуждаемые одно изменениями другого и поэтому связанные, образуют единое электромагнитное поле. Энергии электрического и магнитного полей, возбуждающих друг друга, могут переходить из электрической в магнитную и обратно. Поэтому и в энергетическом смысле оба поля оказываются связанными. Сумма энергий, которыми обладают в один и тот же момент времени электрическое и магнитное поля, образующие единое электромагнитное поле, представляет собой полную энергию электромагнитного поля в данный момент.

16. Электромагнитные волны

Рассмотренные выше явления — возбуждение электрического поля за счет изменений магнитного и возбуждение магнитного поля за счет изменений электрического, — как будет показано, приводят к тому, что электромагнитное поле, изменяющееся во времени, вместе с тем перемещается в пространстве.

Чтобы представить себе наглядно, как это происходит, положим, что в какой-либо части пространства уже существует изменяющееся электромагнитное поле со взаимно перпендикулярно направленными электрическим и магнитным полями. Вопрос о том, как можно создать такое поле в некоторой области пространства, будет рассмотрен ниже. Пусть для какого-то момента времени это поле имеет вид, изображенный на рис. 51. На нем векторы напряженностей электрического и магнитного полей в различных точках, лежащих на оси x, изображены стрелками. Кривая, огибающая концы стрелок, указывает распределение напряженностей полей вдоль этой оси. Для упрощения будем считать, что вектор электрического поля E при распространении поля не изменяет своего направления (на рис. 51 он все время остается в вертикальной плоскости), а так как вектор магнитного поля H должен быть по предположению перпендикулярен E, то и H все время остается в одной плоскости (на рис. 51 — горизонтальной).

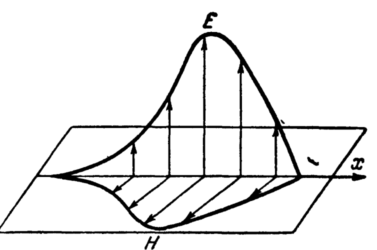


Рис. 51.

Проследим, какую роль будут играть те электрические и магнитные поля, которые возникнут в следующий момент времени

вследствие изменений полей, изображенных на рис. 51. Чтобы не загромождать рисунка, будем отдельно рассматривать поля: электрическое (рис. 52,*а*) и магнитное (рис. 52,*б*).

Изменение существующего магнитного поля вызовет появление электрического поля, которое направлено перпендикулярно возбудившемуся его магнитному, но в разных частях пространства в противоположные стороны (на рис. 52 это поле изображено штриховыми стрелками). В правой части рис. 52,*а* возникшее поле будет направлено так же, как существующее электрическое поле, и усилит его, а в левой части возникшее поле будет направлено в сторону,

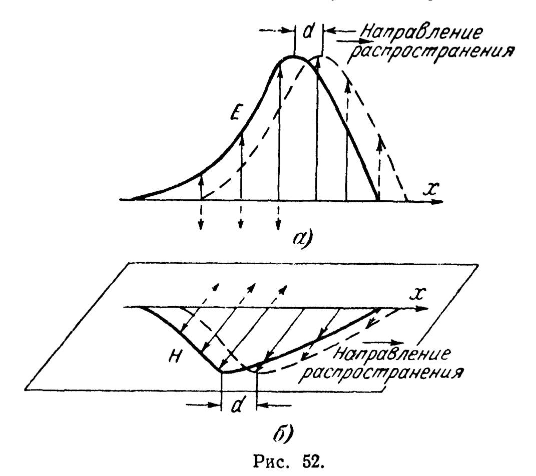


Рис. 52.

противоположную направлению существующего поля, и ослабит его. В результате этого величины напряженности электрического поля в разных точках изменятся так, как указывает штриховая огибающая. Аналогичные изменения произойдут и с магнитным полем. Изменения электрического поля вызовут появление перпендикулярного ему магнитного поля, которое в правой части рис. 52,*б* будет совпадать с направлением существующего магнитного поля, а в левой части будет противоположно существующему магнитному полю. В результате этого напряженность магнитного поля изменится так, как показывает штриховая огибающая.

Так как величины напряженности возникших полей определяются скоростями изменения возбуждающих полей, то в случае, когда закон изменения обоих полей одинаков, оба поля будут претерпевать одинаковые изменения. И если оба поля в начальный момент были одинаковыми, т. е. обе сплошные огибающие на рис. 52,*а* и *б* имели одинаковую форму, то и новые поля в следующий момент также будут одинаковыми, т. е. обе штриховые огибающие на том же рисунке будут иметь одинаковую форму и притом такую же, как и сплошные огибающие.

Изменение во времени полей, как видим, приводит к тому, что все электромагнитное поле как единое целое, не изменяя своей конфигурации, сместится вправо на некоторое расстояние d. Еще через

такой же промежуток времени электромагнитное поле как единое целое сместится еще на такое же расстояние d, и этот процесс будет продолжаться дальше. А это значит, что электромагнитное поле будет перемещаться в пространстве с некоторой скоростью, которая равна смещению d, деленному на время, в течение которого это смещение произошло.

Направление, в котором будет перемещаться электромагнитное поле, зависит от взаимной ориентировки направлений электрического и магнитного полей, его составляющих. При тех направлениях полей, которые мы изобразили на рис. 52 (электрическое поле — вверх, а магнитное — вперед от плоскости чертежа), электромагнитное поле, действительно, будет перемещаться вправо. Далее мы укажем правило, по которому это можно определить. Если же направление одного из полей изменится на противоположное, то и на-

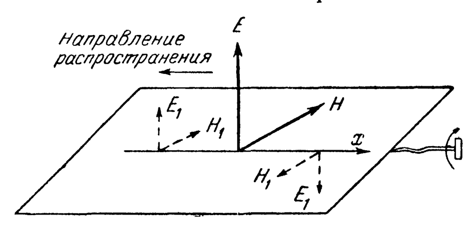


Рис. 53.

правление перемещения электромагнитного поля изменится на обратное. В этом можно убедиться, рассмотрев, например, электромагнитное поле, у которого электрическое поле направлено по-прежнему вверх, а магнитное — не вперед, а назад от плоскости чертежа.

На рис. 53 для упрощения оба эти поля изображены только одной стрелкой каждое. Так как направление электрического поля осталось неизменным, то и направление возбуждаемого его изменениями магнитного поля H_1 останется прежним, т. е. таким же, как на рис. 52,*б* (на рис. 53 — штриховые стрелки). С другой стороны, так как направление магнитного поля H изменилось на обратное, то и направления возбуждаемого изменениями поля H электрического поля E_1 изменятся на обратные по сравнению с теми, какие были указаны на рис. 52,*а* (на рис. 53 — штриховые стрелки). Легко видеть, что в этом случае возникшие поля будут справа ослаблять, а слева усиливать существующие поля. Значит, в этом случае электромагнитное поле будет перемещаться в сторону противоположную той, в которую оно перемещалось в первом случае.

Направление перемещения электромагнитного поля в каждом случае можно определить также с помощью правила буравчика. Если мы расположим буравчик в направлении, перпендикулярном направлениям обоих полей (как на рис. 53), и будем поворачивать рукоятку его от вектора E к вектору H по кратчайшему пути, то направление, в котором будет перемещаться буравчик, укажет направление перемещения электромагнитного поля. Как следует из этого правила, если изменятся на обратные сразу направления обоих полей, то направление перемещения электромагнитного поля останется неизменным. В этом можно убедиться такими же рассуждениями, какими мы убедились, что при изменении направления одно-

го из полей направление распространения электромагнитного поля изменяется на обратное.

В предшествующих рассуждениях мы сделали два существенных предположения. Во-первых, мы полагали, что в начальном электромагнитном поле электрическое и магнитное поля направлены взаимно перпендикулярно. Если бы это было не так, то электрическое и магнитное поля, возбуждаемые изменениями начальных магнитного и электрического полей, не совпадали бы по направлению с начальными полями и картина получилась бы совсем иной. Например, если бы оба поля в начальном электромагнитном поле были направлены одинаково, то возбуждаемые их изменениями поля были бы перпендикулярны начальным. При этом они не могли бы усиливать начальное поле с одной стороны и ослаблять его с другой, т. е. перемещения электромагнитного поля в пространстве не происходило бы. Таким образом, электромагнитное поле может перемещаться в свободном пространстве (т. е. не содержащем каких-либо тел) только постольку, поскольку электрическое и магнитное поля в нем взаимно перпендикулярны.

Во-вторых, мы предположили, что закон изменения обоих полей в электромагнитном поле один и тот же. Если бы это было не так, то в электромагнитном поле при перемещении изменялся бы характер распределения электрического и магнитного полей в пространстве. Таким образом, электромагнитное поле может перемещаться в пространстве как единое целое, не изменяя характера распределения полей в пространстве, только при условии, что оба поля (электрическое и магнитное) изменяются по одинаковому закону. Если электромагнитное поле распространяется в пространстве, не заполненном какой-либо средой (в вакууме), то это условие всегда выполняется. Если же электромагнитное поле распространяется в пространстве, заполненном непрерывной средой или содержащем какие-либо тела, то указанное условие может оказаться невыполненным. Тогда характер распределения в пространстве обоих полей (электрического и магнитного) может изменяться при перемещении электромагнитного поля. Некоторые случаи, когда это происходит, будут рассмотрены ниже.

Итак, мы пришли к следующему выводу. Если в какой-то области возникло электромагнитное поле, электрическое и магнитное поля которого взаимно перпендикулярны и изменяются по одному и тому же закону, то эти изменения электрического и магнитного полей порождают соответственно магнитное и электрическое поля в смежных областях. Вследствие этого возникшее электромагнитное поле перемещается в пространстве как единое целое, сохраняя неизменным характер распределения напряженностей электрического и магнитного полей в пространстве. Перемещение электромагнитного поля происходит в направлении, перпендикулярном направлениям электрического и магнитного полей, в сторону, определяемую правилом буравчика. Такое распространяющееся в пространстве электромагнитное поле называется *электромагнитной волной*. Если за промежуток времени τ электромагнитное поле переместилось из положения *1* в положение *2* (рис. 54), т. е. на расстояние d, то скорость распространения электромагнитной волны

$$v = \frac{d}{\tau}.$$

Если с помощью соответствующих приборов, помещенных неподвижно в какой-либо точке пространства, следить за изменениями во времени напряженности электрического (или магнитного) поля электромагнитной волны, то можно определить закон изменения электрического и магнитного полей во времени, или, короче, форму волны. Если же наблюдать одновременно за изменениями электрического (или магнитного) поля в двух разных точках пространства, лежащих на пути распространения волны, то, зная расстояние между этими точками, можно определить скорость распространения электромагнитной волны.

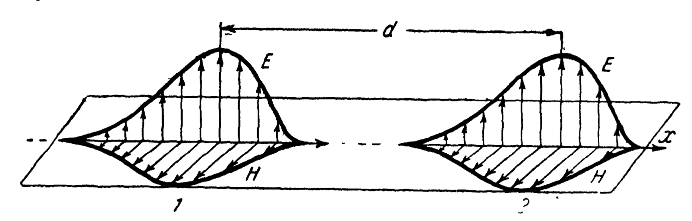


Рис. 54.

Поскольку электрическое и магнитное поля электромагнитной волны обладают энергией, волна, распространяясь в пространстве, несет с собой эту энергию. Таким образом, электромагнитные волны переносят электромагнитную энергию сквозь всякую среду, в которой они могут распространяться. Электромагнитные волны могут распространяться в пространстве, не содержащем никакой среды (в вакууме), т. е. физические свойства самого пространства таковы, что в нем возможно распространение электромагнитной энергии. Этот случай (распространения электромагнитной волны в вакууме) является наиболее благоприятным с точки зрения переноса энергии, так как наличие среды на пути распространения волны всегда связано с поглощением средой части той энергии, которую переносит волна.

Скорость распространения электромагнитной волны зависит от свойств среды, заполняющей пространство, в котором распространяется волна. Однако, влияние среды сказывается только, когда плотность этой среды не очень мала. Там же, где плотность среды очень мала (например, в межзвездном пространстве, заполненном чрезвычайно разреженным газом), скорость распространения электромагнитной волны практически не отличается от скорости распространения электромагнитной волны в вакууме (в пустоте), где эта скорость

$$c \approx 300\,000 \text{ км/сек.}$$

Если среда, в которой распространяется электромагнитная волна, является диэлектриком, то скорость распространения волны v оказывается тем меньше скорости c, чем больше диэлектрическая проницаемость среды ε по сравнению с единицей. Между этими величинами существует такая связь:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

Если среда, помимо свойств диэлектрика (способности к электрической поляризации), обладает еще и свойствами магнетика (способностью к магнитной поляризации), то магнитная проницаемость среды μ так же влияет на скорость распространения электромагнитной волны, как и диэлектрическая проницаемость, т. е. в такой среде скорость распространения электромагнитной волны

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Электрическая и магнитная поляризация среды, в которой распространяются электромагнитные волны, изменяет не только скорость распространения волны, но и плотность энергии в электрическом и магнитном полях волны. Во-первых, в присутствии диэлектрика к той энергии, которой обладает электрическое поле волны в вакууме, добавляется энергия, которая связана с поляризацией диэлектрика, вследствие чего плотность энергии электрического поля волны при наличии диэлектрика оказывается равной $W_\varepsilon = \varepsilon E^2/8\pi$ (в то время как в вакууме $W_E = E^2/8\pi$, т. е. меньше). Во-вторых, если среда обладает свойствами магнетика, то к той энергии, которой обладает магнитное поле волны в вакууме, добавляется энергия, связанная с поляризацией магнетика, вследствие чего плотность энергии магнитного поля волны при наличии магнетика оказывается равной $W_\mu = \mu H^2/8\pi$ (в то время как в вакууме плотность энергии магнитного поля $W_H = H^2/8\pi$, т. е. меньше).

Два рассмотренных эффекта, вызываемых присутствием диэлектрика[1]: уменьшение скорости распространения электромагнитной волны, с одной стороны, и поляризация среды под действием электрического поля волны—с другой, тесно связаны между собой. Но мы пока не подготовлены к тому, чтобы вскрыть эту связь. Нам потребуется предварительно рассмотреть ряд других вопросов, и только после этого мы сможем проследить, как диэлектрик уменьшает скорость распространения волны. Это будет сделано дальше. Пока же приведенную выше зависимость скорости распространения электромагнитных волн от свойств среды мы будем рассматривать как опытный факт, не приводя объяснений его происхождения.

17. Гармонические волны

Мы рассмотрели выше в общих чертах картину распространения электромагнитных волн любой формы. Рассмотрим теперь более детально картину распространения электромагнитных волн специальной формы, так называемых гармонических или синусоидальных волн.

Мы уже встречались выше с величинами, изменяющимися по гармоническому закону: э. д. с., напряжением и током. Гармоническими электромагнитными волнами называются такие волны, напряженности электрического и магнитного полей которых изменяются во времени по гармоническому закону (рис. 55,*а*) и графики рас-

---

[1] Чтобы упростить рассуждения, мы будем полагать, что среда обладает свойствами только диэлектрика, но не магнетика, т. е. $\varepsilon > 1$, а $\mu = 1$.

пределения в пространстве напряженностей электрического и магнитного полей волны имеют форму синусоиды (рис. 55,*б*). Необходимость детального рассмотрения волн такой формы диктуется не только тем, что волны, по форме близкие к гармоническим, применяются для передачи радиосигналов (из дальнейшего рассмотрения вопросов излучения и приема электромагнитных волн станет ясно, почему именно для целей радиосвязи применяются волны, близкие к гармоническим). В силу своих особых свойств, которые будут отмечены ниже, гармонические волны играют важную роль при рассмотрении всяких волновых процессов.

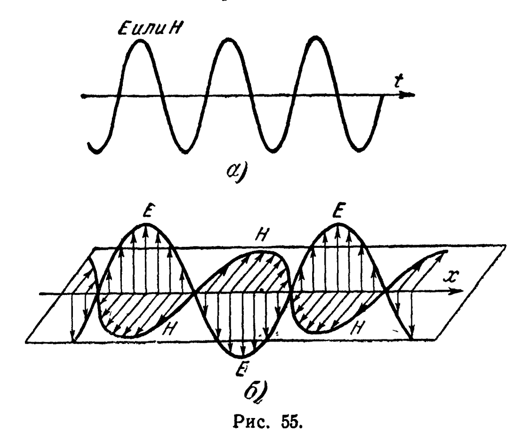


Рис. 55.

Рассмотрим количественные характеристики гармонической волны. Напряженности электрического и магнитного полей в гармонической волне изменяются во времени так, как изменяется значение синуса (или косинуса) угла, величина которого изменяется пропорционально времени. Значение этого угла в каждый момент времени называется ф а з о й изменяющейся величины для данного момента времени. Так как значение синуса повторяется после изменения угла (фазы) на 2π радиан, т. е. 360°, то в гармонической волне значения напряженностей полей повторяются через промежуток времени T, за который угол изменяется на 2π (рис. 56). Этот промежуток времени является п е р и о д о м волны. Величина, обратная периоду, $f=\frac{1}{T}$ является частотой волны, а величина $\omega=2\pi f$ — угловой частотой волны.

Частота волны указывает, сколько полных циклов изменений напряженностей электрического (и магнитного) поля повторяется за 1 *сек*, угловая частота — сколько таких циклов повторяется за 2π *сек*. Единицей частоты является 1 цикл в секунду; эта единица частоты получила специальное название г е р ц в честь германского ученого Генриха Герца. За каждый цикл напряженности полей в волне дважды достигают одного и того же наибольшего по абсолютной величине значения: один раз — положительного (A_1, A_3... на рис. 56), другой раз — отрицательного (A_2, A_4... на том же ри-

сунке). Это наибольшее абсолютное значение называется **амплитудой** соответствующего поля волны.

Особенностью гармонически меняющихся величин (синуса и косинуса) является то, что скорость изменения гармонической величины также изменяется по гармоническому закону. Указанная особенность гармонически меняющихся величин играет важную роль в случае электромагнитных волн. Так как электрическое поле волны пропорционально скорости изменения магнитного поля и, наоборот, магнитное поле пропорционально скорости изменения электрического, то в случае гармонических электромагнитных волн «автоматически» выполняется условие, что законы изменения электрического и магнитного полей в волне должны быть одинаковыми.

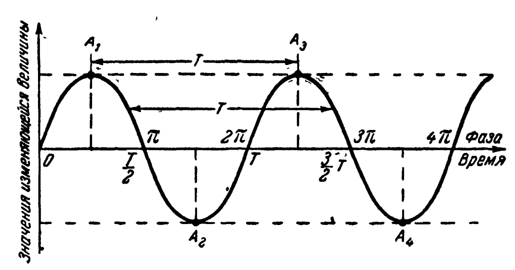


Рис. 56.

Зная амплитуды того и другого полей волны и их фазы для какого-либо момента времени, можно определить мгновенное значение напряженностей полей в этот момент времени. Для этого нужно найти величину синуса, соответствующую заданному значению фазы, и умножить эту величину на заданное значение амплитуды. Если, кроме того, известен период волны, то можно определить фазу в любой другой момент времени. Действительно, зная промежуток времени между первым (начальным) моментом времени и вторым, мы можем по величине периода определить, насколько изменилась фаза за весь этот промежуток времени, так как за время T фаза равномерно (с постоянной скоростью) изменяется на 2π радиан.

Рассмотрим теперь соотношение между амплитудами, периодами и фазами напряженностей электрического и магнитного полей гармонической волны в какой-либо точке пространства, с одной стороны, и распределение в пространстве мгновенных значений электрического и магнитного полей этой волны — с другой. Для того чтобы установить эти соотношения, нужно иметь в виду, что изменения напряженностей полей в данной точке происходят вследствие движения через эту точку неизменного пространственного распределения электрического и магнитного полей. Это пространственное распределение напряженностей полей (электрического и магнитного) по синусоидальному закону изображено на рис. 57,*а*. Эти поля изменяются во времени только потому, что они перемещаются в пространстве. В соответствии с этим по горизонтальной оси на рис. 57,*а* отложены не промежутки времени, как на рис. 56, а расстояния между точками в пространстве, которым соответствуют определен-

ные значения фазы волны. Значение синуса, а следовательно, и значение напряженности поля в этом случае также определяются фазой. Но только фаза изменяется не во времени, а от точки к точке пропорционально расстоянию между точками.

Собственно и периодом в этом случае следует назвать не промежуток времени, в течение которого напряженности полей в данной

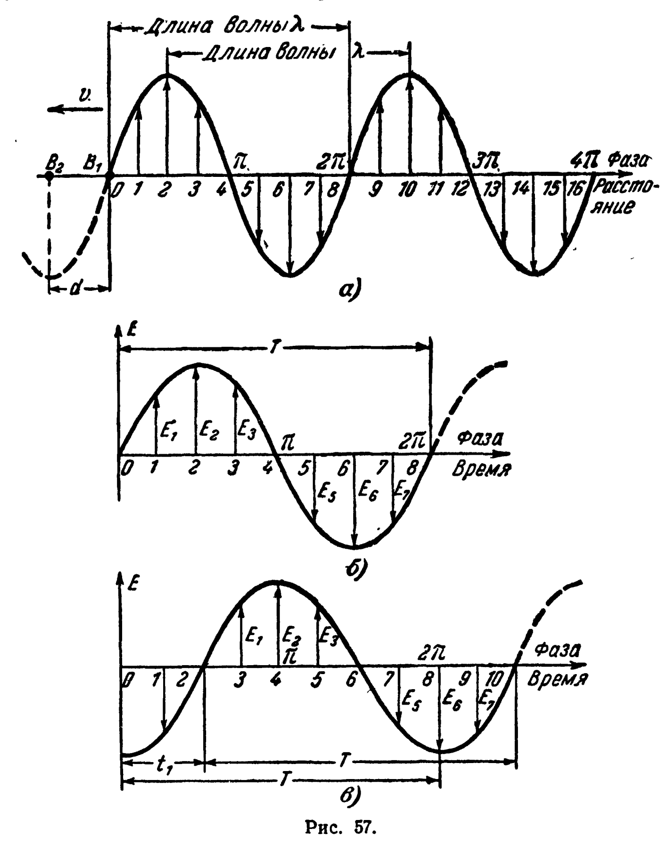


Рис. 57.

точке пространства возвращаются к прежнему значению, а **расстояние**, на котором напряженность поля, пройдя через все промежуточные значения, снова возвращается к исходному значению. Этот «период волны в пространстве», чтобы отличать его от периода волны во времени, с которым мы имеем дело, когда рассматриваем изменения напряженности поля в данной точке пространства, назвали **длиной волны** (обозначается λ).

Вернемся теперь к соотношениям между амплитудами, фазами и периодами (во времени и в пространстве) двух синусоид, из которых одна изображает изменения во времени напряженности полей

в данной точке пространства, а другая — распределение напряженности полей в пространстве. Пусть электрическое поле, распределение которого в пространстве изображено на рис. 57,*а*, движется со скоростью v влево. Рассмотрим вызванные этим движением изменения во времени напряженности электрического поля в какой-либо точке пространства. Последовательно в эту точку будут проходить через равные промежутки времени точки *0*, *1*, *2*, *3*... волны, т. е. напряженность поля в точке B_1 будет изменяться так, как показано на рис. 57,*б*. Так как по горизонтальной оси на рис. 57,*а* отложено расстояние, а на рис. 57,*б* — время, а масштабы для этих величин мы можем выбирать произвольно, то вовсе необязательно, чтобы длина волны на рис. 57,*а* совпадала с продолжительностью периода на рис. 57,*б*.

Прежде всего ясно, что напряженность электрического поля в точке B_1 в соответствующие моменты времени будет достигать тех же наибольших значений E_2, E_6 и т. д., которых эта напряженность достигает в соответствующих точках (*2*, *6* и т. д.) волны. Это значит, что амплитуды синусоид, изображающих изменение напряженности поля во времени для какой-либо точки пространства и распределение напряженности поля в волне, должны быть одинаковыми. При этом фаза напряженности поля в данной точке пространства изменяется со временем, а фаза волны не меняется во времени в какой-либо точке волны, но меняется от точки к точке. За тот промежуток времени, за который волна переместится настолько, что точка *8* волны достигнет точки B_1, т. е. на расстояние, равное длине волны, произойдет полный цикл изменений напряженности поля в точке B_1: напряженность поля вернется к прежнему значению, и фаза в точке B_1 изменится на 2π. Этот промежуток времени есть период волны во времени T. Иначе говоря, за один период T волна перемещается на расстояние, равное длине волны λ. Но если скорость распространения волны v, то за время T она проходит путь vT. Следовательно,

$$\lambda = vT.$$

Таким образом, скорость распространения волн связывает период волны (во времени) и длину волны (т. е. ее период в пространстве).

Проследим теперь, как изменится картина, если мы будем рассматривать изменения напряженности электрического поля в другой точке пространства — B_2 (рис. 57,*в*). Ясно, что все точки волны *0*, *1*, *2*, *3*... будут проходить через точку B_2 в той же последовательности и через те же промежутки времени, что и через точку B_1, но с некоторым запозданием во времени. Это запоздание равно тому промежутку времени τ, за который волна проходит расстояние d между точками B_1 и B_2. Но так как скорость распространения волны v, то

$$\tau = \frac{d}{v}.$$

На такой промежуток времени будет сдвинута синусоида, изображающая изменения во времени напряженности поля в точке B_2 (рис. 57,*в*), по сравнению с синусоидой, изображающей изменения во времени напряженности поля в точке B_1 (рис. 57,*б*). На обоих этих рисунках по горизонтальной оси отложено время, поэтому нуж-

но выбрать одинаковый масштаб для них, если мы хотим установить, на какой промежуток времени сдвинуты обе синусоиды. Сдвиг синусоид во времени означает, что в любой момент времени фазы их различаются на постоянную величину, которая и представляет собой **сдвиг фаз** между точками B_1 и B_2. Нетрудно найти этот сдвиг фаз, если учесть, что за период волны T фаза меняется на 2π. Значит, за единицу времени (например, за 1 *сек*) фаза меняется на $2\pi/T$, а за время τ — на $2\pi\tau/T$ и, следовательно, сдвиг фаз, соответствующий промежутку времени $\tau=d/v$,

$$\varphi=\frac{2\pi d}{Tv}=\frac{2\pi d}{\lambda}.$$

Сказанное выше относительно электрического поля электромагнитной волны в одинаковой мере относится и к магнитному полю волны. Магнитное поле волны по своей структуре подобно электрическому; в вакууме оба эти поля в электромагнитной волне имеют одинаковые амплитуды[1], одинаковые фазы в одной и той же точке волны и, наконец, одинаковые периоды как во времени, так и в пространстве. Поэтому все выводы, которые были сделаны из рассмотрения электрического поля волны, могут быть сделаны и из рассмотрения магнитного поля волны и относятся ко всей электромагнитной волне в целом.

В том случае, когда электромагнитные волны по форме существенно отличаются от гармонических, к ним уже, строго говоря, нельзя непосредственно применять приведенные выше определения амплитуды, фазы и длины волны. Но волна, отличающаяся по форме от гармонической, может быть периодической, т. е. такой, что любые значения напряженностей ее электрического и магнитного полей в данной точке пространства повторяются через одни и те же промежутки времени. Такую периодическую, но отличающуюся по форме от гармонической волну можно представить в виде суммы гармонических волн, амплитуды, периоды и фазы которых подобраны таким образом, чтобы электромагнитное поле, получившееся в результате сложения этих гармонических волн, совпадало с полем данной негармонической волны.

Как уже было указано, электромагнитные волны, применяемые для передачи радиосигналов, часто близки по формуле к гармоническим. Однако, как мы увидим дальше, и в этом случае волны все же несколько отличаются по форме от гармонических. Поэтому при передаче радиосигналов приходится иметь дело не с одной гармонической волной, а с негармонической волной, содержащей большее или меньшее число гармонических составляющих волн.

Зная амплитуды гармонических составляющих негармонической волны, можно изучение многих явлений, происходящих с негармо-

---

[1] Так как напряженности электрического и магнитного полей измеряются в разных единицах, то о численном равенстве этих напряженностей можно говорить только при определенном выборе тех и других единиц. В физике чаще всего пользуются абсолютной электростатической системой единиц для электрического поля и абсолютной электромагнитной системой единиц для магнитного поля. Именно при таком выборе единиц оба поля в электромагнитной волне в вакууме имеют численно равные напряженности.

ническими волнами, свести к рассмотрению гармонических волн. В большинстве случаев оказывается возможным, рассмотрев явления, происходящие с каждой из гармонических составляющих данной негармонической волны, получить ответ на вопрос о том, что происходит с данной негармонической волной. Возможность и целесообразность такого рассмотрения обусловлены тем, что в большинстве волновых явлений гармонические волны сохраняют свою форму неискаженной, в то время как форма негармонической волны часто оказывается искаженной Поэтому, рассматривая гармонические составляющие негармонической волны, мы заранее знаем, что форма каждой составляющей спектра остается гармонической.

То, что нам заранее известна форма составляющих волн, очень упрощает задачу определения формы изменившейся и поэтому неизвестной нам заранее негармонической результирующей волны, а вместе с тем упрощает решение многих других вопросов. Особые свойства гармонических волн, в силу которых эти волны играют важную роль и при рассмотрении негармонических волн, состоят как раз в том, что гармонические волны в большинстве волновых явлений сохраняют свою форму, в то время как форма негармонических волн в большинстве случаев искажается.

В основе метода представления периодической, но не гармонической волны в виде суммы гармонических волн лежит возможность любую периодически изменяющуюся величину представить в виде суммы гармонических составляющих, т. е. суммы величин, каждая из которых меняется по гармоническому закону, со своей частотой, амплитудой и фазой. Весь набор этих гармонических составляющих называется гармоническим спектром или просто спектром представляемой изменяющейся величины. Частоты, амплитуды и фазы отдельных составляющих спектра определенным образом связаны с частотой (периодом) и характером тех изменений, которые происходят с представляемой величиной.

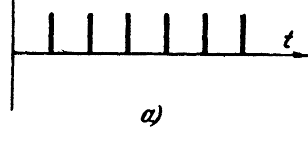
Существуют математические приемы, позволяющие найти частоты, амплитуды и фазы гармонических составляющих спектра для любой заданной представляемой величины. Из тех количественных соотношений, которые позволяют определить частоты, амплитуды и фазы спектра заданной периодически изменяющейся величины, наиболее простым и наглядным является соотношение, определяющее частотный состав спектра. В спектре величины, меняющейся с периодом T_1 (т. е. с частотой $f_1=1/T_1$), могут содержаться гармонические составляющие только с периодом, в целое число раз меньшим T_1 (с частотой, в целое число раз большей), т. е. составляющими с периодами $T_n=T_1/n$ и частотами $f_n=n/T_1=nf_1$, где n — любое целое число.

Это видно из того, что любое значение меняющейся периодически величины должно повторяться через период T_1. А для этого должны через период T_1 повторяться и любые значения каждой составляющей спектра этой величины. Но возможно это только, когда период всех составляющих спектра $T_n=T/n$, где n — любое целое число. Тогда всякое значение каждой составляющей за период T_1 повторится любое, но целое число раз (так как в T_1 содержится целое число T_n) и, значит, в момент времени $t_1=t_0+T_1$ будет иметь то же значение, что и в момент $t_1=T$. Гармонические составляющие спектра, для которых $n=1$, называют п е р в о й г а р м о н и к о й

(иногда — «основным тоном») спектра, а для которых $n=2$, 3, ..., — второй, третьей и т. д. гармониками спектра.

Количественные соотношения для амплитуд и фаз спектра периодически меняющейся величины далеко не так просты и наглядны, как для частот спектра. Поэтому в отношении этих величин мы должны будем ограничиться только некоторыми качественными высказываниями. Заключения об амплитудах гармонических составляющих спектра можно сделать, рассматривая график, изображающий ход изменений представляемой периодически меняющейся величины во времени. Форма этого графика позволяет судить о том, как изменяются амплитуды отдельных гармоник с изменением их номера. Как правило, амплитуды гармоник убывают с увеличением номера гармоники; в зависимости от того, как быстро изменяется представляемая величина, они убывают по-разному: чем сильнее изменяется представляемая величина за малую долю периода, тем медленнее происходит уменьшение амплитуд гармоник с увеличением их номера.

Рис. 58.



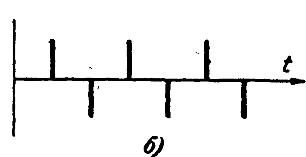


Рис. 59.

Если негармонически, но периодически меняющаяся величина состоит из отдельных периодически повторяющихся коротких импульсов, разделенных большими по сравнению с продолжительностью самих импульсов промежутками времени (с такими случаями нам в дальнейшем придется встретиться), то на графике изменений этой величины со временем подъемы и спады, соответствующие появлению и исчезновению каждого отдельного импульса, будут очень крутыми (рис. 58). Поэтому в спектре периодически меняющейся величины, представляющей собой последовательность отдельных кратковременных импульсов, будет содержаться очень большое число гармоник с частотами $f_n=nf$, где n — целое число, достигающее больших значений. Но при этом в спектре будут присутствовать необязательно подряд все гармоники, т. е. в ряде целых чисел $n=$ $=1, 2, 3, \ldots$ некоторые могут отсутствовать. В частности, если все отдельные импульсы одинаковы по величине и форме и следуют через одинаковые промежутки времени, то в зависимости от того, каковы знаки этих импульсов, в спектре могут отсутствовать либо четные, либо нечетные гармоники. Если все импульсы имеют одинаковый знак (рис. 59,*а*), то в спектре присутствуют только четные гармоники, а если знаки импульсов чередуются (рис. 59,*б*), то в спектре присутствуют только нечетные гармоники.

Что касается фаз отдельных гармоник, то в общем виде по этому вопросу можно сказать лишь, что фазы отдельных гармоник зависят от формы представляемой величины. В этом можно убе-

диться, сдвинув в ту или другую сторону по оси времени ту или другую из синусоид (рис. 60), представляющих собою первую, вторую и третью гармоники негармонически меняющейся величины, изображенной жирной линией (для каждой точки оси абсцисс графика сумма ординат всех трех синусоид равна ординате жирной линии). Ясно, что при этом форма кривой, изображающей сумму гармоник, изменится.

Это все, что можно сказать о фазе гармоник, исходя из общих соображений. В отдельных конкретных случаях фазу гармоник спек-

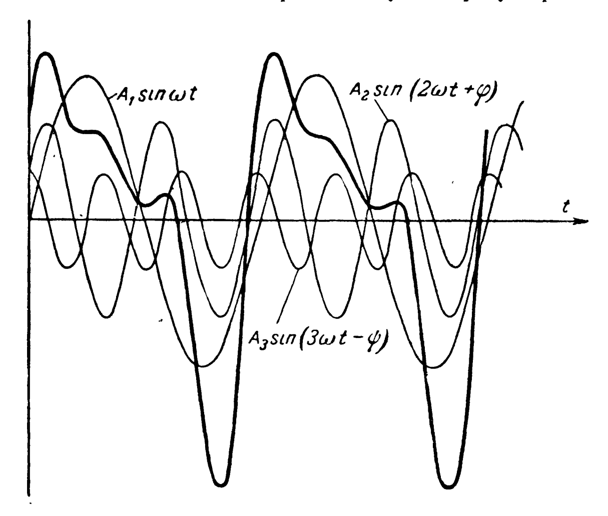


Рис. 60.

тра иногда можно определить из заданных свойств представляемой изменяющейся величины.

Заметим, кстати, следующее: так как синус и косинус отличаются друг от друга только сдвигом фаз на $\pi/2$, то любую гармоническую составляющую спектра можно представить как синусом, так и косинусом (конечно, начальные фазы этих синуса и косинуса будут различаться на $\pi/2$). Можно также представить любую гармоническую составляющую в виде суммы синуса и косинуса с начальными фазами, равными нулю.

Все сказанное о представлении любой периодической, но не гармонической величины при помощи гармонических составляющих может быть применено в задаче о представлении периодической, но не гармонической электромагнитной волны в виде суммы гармонических волн. В периодической электромагнитной волне значения напряженностей электрического и магнитного полей в какой-либо фиксированной точке волны повторяются через один и тот же промежуток времени T_1 (в этом и выражается периодичность волны). Но тогда изменения напряженностей электрического и магнитного полей в данной точке пространства могут быть представлены в виде суммы гармонических составляющих. Спектры составляющих для

электрического и магнитного полей будут совпадать, так как напряженности обоих полей изменяются одновременно и по одному и тому же закону.

Более того, если форма негармонической волны при распространении не изменяется, то в каждой последующей точке пространства повторяются те же изменения электрического и магнитного полей, что и в фиксированной (но только со сдвигом во времени, равным тому промежутку времени, за который рассматриваемая негармоническая волна распространяется от фиксированной точки до последующей). Поэтому и амплитуды гармоник, сумма которых представляет изменения электрического и магнитного полей негармонической волны во всех точках пространства, будут одинаковыми, но фаза каждой из гармоник будет сдвинута на величину, соответствующую времени распространения негармонической волны от фиксированной точки до рассматриваемой. При этом поскольку электрическое и магнитное поля, соответствующие различным номерам гармоник, перемещаются в пространстве со скоростью, равной скорости негармонической волны, совокупность полей, соответствующих каждой из гармоник, образует в пространстве гармоническую волну длиной $\lambda_n = \lambda_1/n$, где λ_1 — длина волны, соответствующей основному тону (первой гармонике) спектра негармонической волны. Значит, негармоническую волну можно представить как совокупность гармонических волн длиной $\lambda_n = \lambda_1/n$ (где n — любые целые числа), распространяющихся в пространстве как одно целое со скоростью распространения представляемой негармонической волны. При этом частоты, амплитуды и фазы этих волн совпадают с частотами, амплитудами и фазами гармонических составляющих спектра изменений напряженностей электрического и магнитного полей представляемой негармонической волны в какой-либо фиксированной точке пространства.

Вывод, к которому мы пришли, основан на предположении, что форма негармонической волны при распространении остается неизменной. Если бы это было не так, то вместе с изменениями формы негармонической волны по мере распространения изменялось бы либо взаимное расположение, либо соотношение между амплитудами всей совокупности гармонических волн, представляющих данную негармоническую волну, либо и то, и другое одновременно (если бы этих изменений не происходило, то форма представляемой негармонической волны не могла бы изменяться).

Чаще встречается и больший интерес представляет тот случай, когда изменяется взаимное расположение отдельных гармонических волн, а не соотношение между их амплитудами. Но изменение взаимного расположения гармонических волн может происходить только в том случае, когда различные гармонические волны распространяются с различной скоростью. Этот последний случай встречается при распространении радиоволн и будет подробно рассмотрен дальше.

18. Электромагнитные волны в длинных линиях

Мы рассмотрели, как перемещается переменное электромагнитное поле в пространстве, но не касались вопроса о том, как это переменное поле возникло.

В качестве первого примера, поясняющего, как может возникнуть такое переменное электромагнитное поле, которое перемещает-

ся в виде электромагнитной волны, рассмотрим электрическую цепь, состоящую из двух близко расположенных параллельных проводов, питаемую переменной э. д. с. от источника, включенного между проводами в один из концов цепи (рис. 61). Такую электрическую цепь называют симметричной двухпроводной линией.

Под влиянием переменной э. д. с. на концах проводов линии, присоединенных к источнику, будут появляться попеременно положительные и отрицательные заряды, которые будут двигаться по проводам линии от источника к концу линии.

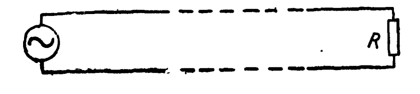


Рис. 61.

В соответствии с изменениями направления э. д. с. в течение одного полупериода заряды от источника будут двигаться: положительные — по одному из проводов (например, верхнему на рис. 62,*а*), а отрицательные — по другому (нижнему на рис. 62,*а*). Через полпериода знаки зарядов изменятся на обратные (рис. 62,*б*).

Следовательно, в проводах линии вблизи места включения источника э. д. с. возникнут электрические токи, текущие в обоих проводах в противоположных направлениях. При полярности источника э. д. с., изображенной на рис. 62,*а*, электрический ток в верх-

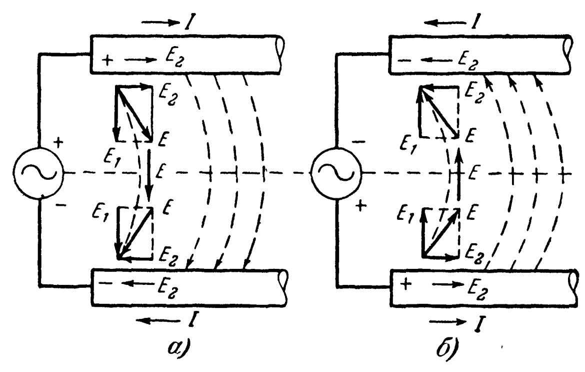


Рис. 62.

нем проводе будет течь от источника, а в нижнем — к источнику. В течение другого полупериода, когда направление э. д. с. источника изменится на обратное, изменятся и знаки зарядов, движущихся от источника по проводам, а значит, и направления токов в проводах линии (рис. 62,*б*).

Рассмотрим те электрическое и магнитное поля, которые создаются у начала линии электрическими зарядами, поступающими в линию из источника э. д. с. Строго говоря, характер электрического и магнитного полей в начале линии (вблизи источника) зависит от того, какое сопротивление R включено на конце линии (рис 61). Но для того чтобы иметь право не учитывать этой зависимости и тем самым упростить рассмотрение, мы будем считать

линию настолько длинной, что условия на конце линии никак не влияют на процессы в ее начале. Из дальнейшего станет ясно, почему это получается только при достаточно длинной линии.

В случае, показанном на рис. 62,*а*, верхний провод заряжен положительно, а нижний — отрицательно; значит, между проводами существует электрическое поле, характер которого будет примерно таким же, как и поля двух разноименных зарядов, изображенного на рис. 6. Разница заключается лишь в следующем: в случае заряженных разноименных шариков силовые линии, начинающиеся на положительном заряде и кончающиеся на отрицательном, проходят не только в плоскости чертежа, но также впереди и позади этой плоскости (на рис. 6 силовые линии, не лежащие в плоскости чертежа, не изображены). Для разноименно заряженных проводов, пока заряды неподвижны, все силовые линии лежат в плоскостях, перпендикулярных проводам, и они расположены в этих плоскостях примерно так же, как силовые линии двух зарядов на рис. 6.

Если же электрические заряды в проводах движутся, то характер электрического поля несколько изменяется: силовые линии немного выгибаются вперед в направлении движения зарядов (на рис. 62 штриховыми линиями изображены те из этих силовых линий, которые лежат в плоскости чертежа). В том, что силовые линии должны быть выгнуты вперед, можно убедиться из следующих соображений. Заряды, находящиеся в концах проводов, создают электрические поля не только между проводами, но и в самих проводах. Эти поля внутри проводов, направления которых зависят от знаков зарядов, показаны на рис. 62 сплошными стрелками и напряженность их обозначена E_2. Именно эти поля в проводах вызывают в них электрические токи и совершают работу по преодолению их активного сопротивления. Они возникают не только внутри проводов, но и у самой поверхности проводов. Следовательно, у поверхности проводов существует как электрическое поле напряженностью E_1, силовые линии которого перпендикулярны поверхности провода (такое поле создавали бы неподвижные заряды), так и поле напряженностью E_2, направленное вдоль проводов.

Напряженность поля E_2 (само существование которого связано с наличием сопротивления у проводов) при данном токе в проводах пропорционально сопротивлению проводов. Если сопротивление проводов не очень мало, то величина напряженности поля E_2 может быть сравнима с напряженностью поля E_1.

В результате сложения этих двух полей получается поле напряженностью E, силовые линии которого не перпендикулярны проводам, а несколько выгнуты в направлении движения зарядов. На одинаковых расстояниях от проводов (на штриховой прямой — посредине между проводами) E_2 обращается в нуль, так как поля E_2 двух проводов направлены навстречу и в этом месте уничтожают друг друга. Следовательно, на равных расстояниях от проводов существует только поле E_1 и результирующее поле здесь направлено перпендикулярно проводам. А это и значит, что силовые линии результирующего поля слегка выгнуты вперед в направлении от источника. Но чем меньше напряженность поля E_2 по сравнению с напряженностью поля E_1, тем меньше выгнуты вперед силовые линии результирующего поля. Поэтому чем меньше сопротивление проводов, тем меньше выгнуты вперед силовые линии результирую-

щего поля и тем меньше оно отличается по своей конфигурации от электрического поля неподвижных зарядов.

В тех случаях, когда активным сопротивлением проводов можно пренебречь вследствие его малости, можно считать, что электрическое поле перпендикулярно проводам; направленное вдоль проводов поле как внутри, так и вне проводов отсутствует, а вместе с тем отсутствует и падение напряжения вдоль проводов.

Для того чтобы определить характер магнитного поля около проводов, нужно учесть, что это поле создается двумя токами, текущими в противоположные стороны. Каждый из токов создает магнитное поле, которое мы уже рассматривали (рис. 26). Магнитные си-

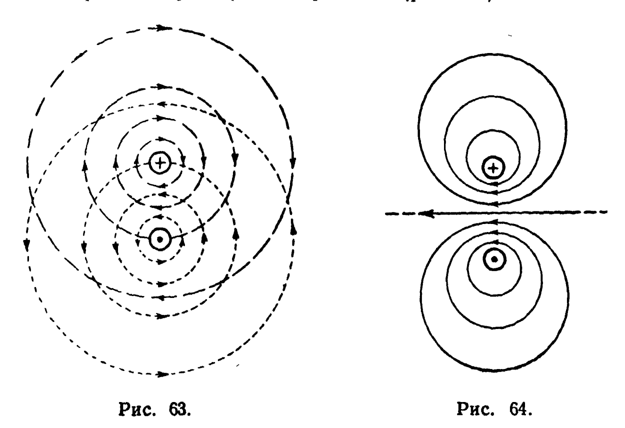


Рис. 63. Рис. 64.

ловые линии этого поля лежат в плоскостях, перпендикулярных проводу, и представляют собой окружности, охватывающие провод с током; направление их определяется по правилу буравчика. Так как токи в проводах направлены в противоположные стороны, то и направления силовых линий этих токов противоположны.

Силовые линии этих обоих полей изображены на рис. 63 для одного поля, созданного током, текущим из-за чертежа, точками, а для другого тока, текущего за чертеж, — штрихами. Из рассмотрения этого рисунка видно, что в области между проводами силовые линии обоих полей направлены в одну и ту же сторону, а по обе стороны от проводов — в противоположные стороны. Складываясь, эти поля будут усиливать друг друга там, где они направлены в одну сторону, и ослаблять друг друга там, где они направлены навстречу. Поэтому наиболее сильное магнитное поле получится только в области между проводами, а во всем остальном пространстве оно будет ослаблено. Силовые линии этого результирующего поля, как и силовые линии каждого из магнитных полей, лежат в плоскостях, перпендикулярных проводам линии, и имеют вид, изображенный на рис. 64. Следовательно, как электрическое, так и магнитное поля сосредоточены главным образом в области между проводами и расположены так, как показано на рис. 65 (линии электрического поля — штриховые, магнитного поля — сплошные).

Эти поля приблизительно перпендикулярны и изменения в них происходят по одному и тому же закону, определяемому законом изменения э. д. с. источника.

Мы видим, что под действием включенной э. д. с. между проводами линии возникает почти такое переменное электромагнитное поле, которое мы рассматривали выше. Это поле должно распространяться в направлении, перпендикулярном направлениям электрического и магнитного полей, т. е. вдоль проводов линии. Пользуясь правилом буравчика для полупериода, соответствующего полярности, изображенной на рис. 62,*а*, и учитывая, что магнитное поле между проводами направлено за чертеж, мы убедимся, что электромагнитное поле распространяется в направлении от источника. В течение другого полупериода, когда направление э. д. с. изменится на обратное (рис. 62,*б*), изменятся на обратные также знаки зарядов и направления токов, а значит, и направления обоих полей. А направление распространения электромагнитного поля, возникающего в начале линии, остается прежним — от источника.

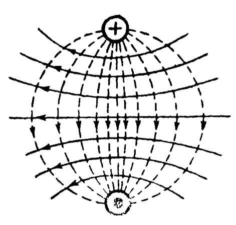


Рис. 65.

Таким образом, вдоль двухпроводной линии, питаемой на одном конце переменной э. д. с., от этого конца распространяется электромагнитная волна, подобно тому как это происходит в свободном пространстве. Роль проводов линии заключается в том, что они направляют волну вдоль линии; в свободном пространстве такое распространение волны в одном направлении было бы невозможно, так как волна в свободном пространстве всегда была бы расходящейся.

Когда электромагнитная волна распространяется вдоль линии, она, действуя в проводах линии, вызывает в них появление электрических токов. Поэтому время, необходимое для возникновения тока в данной точке линии, определяется не тем, когда начавшие двигаться от источника э. д. с. электроны достигли бы данной точки (вследствие малой скорости регулярного движения электронов на это потребовалось бы большое время), а временем, нужным для распространения электромагнитной волны от источника э. д. с. до данной точки. Именно это мы имели в виду, когда в § 4 при рассмотрении явлений в заряженном на концах стержне утверждали, что время исчезновения зарядов определяется временем распространения электрического поля, а не движения электронов.

Закон изменений напряженностей электрического и магнитного полей во времени, а значит, и форма распространяющейся вдоль линии электромагнитной волны, как уже сказано, определяются законом изменения э. д. с. В случае, когда э. д. с. источника изменяется по закону синуса (такие э. д. с. чаще всего применяются на практике), вдоль линии будет распространяться гармоническая волна. Это значит, что напряженности электрического и магнитного полей распределяются вдоль линии по гармоническому закону. При этом изменения напряженностей электрического и магнитного полей в каждой точке линии происходят в одной и той же фазе, а изменения напряженностей полей в разных точках линии различаются по фазе.

Сдвиг фаз между двумя точками линии определяется отношением расстояния между этими точками к скорости распространения волны. В точках, между которыми сдвиг фаз равен $2\pi n$, где n — целое число, напряженности электрического и магнитного полей в каждый момент времени имеют одинаковые значения. Расстояние между двумя такими соседними точками, как мы уже знаем, — это длина волны, распространяющейся вдоль линии.

Поскольку появление токов в проводах линии обусловлено воздействием распространяющейся вдоль линии электромагнитной волны, то значит, распределение тока вдоль проводов линии повторяет распределение напряженностей полей в волне. В тех точках, в которых в данный момент времени напряженности полей достигают максимума, токи в проводах достигают максимальной величины, а в тех точках, где напряженности полей в данный момент равны нулю, ток в проводах линии также равен нулю. При этом токи

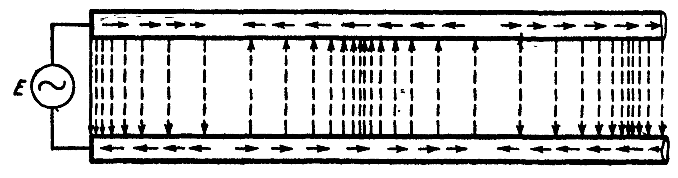


Рис. 66.

в обоих проводах линии все время направлены в противоположные стороны.

Картина распределения тока в проводах линии схематически изображена на рис. 66. Стрелки в проводах линии указывают направление и величину тока в разных участках линии (величина тока тем больше, чем длиннее стрелка). Штриховые линии изображают силовые линии электрического поля между проводами для того же момента времени, причем, как всегда, напряженность поля пропорциональна густоте линий. Поэтому по густоте силовых линий мы можем судить и о напряжении между проводами линии, так как оно больше там, где напряженность электрического поля больше. Силовые линии магнитного поля на рис. 66 не показаны, но этого и не нужно, так как нам известно, что напряженности обоих полей изменяются в фазе, т. е. распределение напряженности магнитного поля вдоль линии в данный момент времени будет таким же, как и напряженности электрического поля. Для того чтобы наглядно представить изменения во времени напряженности электрического поля между проводами и тока в проводах, нужно представить себе, что все стрелки (штриховые и сплошные) движутся со скоростью распространения волны вдоль линии вправо, не изменяя своего взаимного расположения.

Распределение токов в проводах линии, показанное на рис. 66, можно назвать волной тока. Распределение напряжения между проводами линии, которое можно назвать волной напряжения, повторяет распределение напряженности электрического поля, изображенное на рис. 66. Таким образом, вместе с электромагнитной волной вдоль линии распространяются волна напряжения и волна тока. Напряжение и ток для каждого момента времени распределены

вдоль линии в этих волнах напряжения и тока так же, как напряженности электрического и магнитного полей в движущейся вдоль линии электромагнитной волне.

Изображать распределения напряженности полей и тока так, как это сделано на рис. 66, во многих отношениях неудобно. Более удобный, но в некотором отношении менее наглядный способ состоит в следующем. Будем откладывать значения напряженностей полей, напряжения и тока в виде отрезков, перпендикулярных оси линии, так, чтобы длина отрезка изображала значение откладываемой величины в некотором условном масштабе (положительные значения — вверх, а отрицательные — вниз). Соединив концы этих отрезков, мы получим плавную кривую, изображающую распределение вдоль линии откладываемой величины (рис. 67).

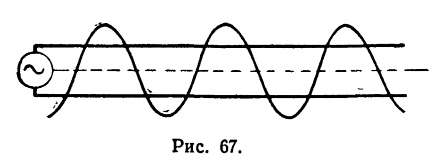


Рис. 67.

В случае гармонических волн эта кривая будет синусоидой как для распределения напряженностей электрического и магнитного полей, так и для распределения напряжения между проводами линии и тока в линии. Поскольку изменения всех этих величин в каждой точке линии происходят в одинаковой фазе, все четыре синусоиды будут в одних и тех же точках проходить через нуль и достигать максимумов одного и того же знака. А если мы выберем условные масштабы так, чтобы значения максимумов у всех четырех величин были одинаковыми, то все четыре синусоиды совпадут.

Таким образом, одна и та же синусоида на рис. 67 изображает для какого-то момента времени распределение вдоль линии как величин напряженностей электрического и магнитного полей, так и величин напряжения между проводами линии и тока в проводах. Изменения всех этих величин со временем мы получим, представив себе, что эта синусоида движется вдоль линии со скоростью распространения волны.

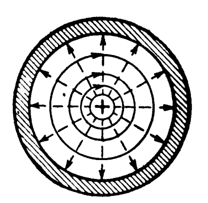


Рис. 68.

Этот способ очень прост, но менее нагляден, чем примененный на рис. 66. Он не дает представления о направлении изображаемых величин в пространстве, так как величины напряженностей электрического и магнитного полей и тока расположены в пространстве в трех взаимно перпендикулярных направлениях, а откладываются все в одном направлении.

Все сказанное о распространении электромагнитных волн вдоль симметричной двухпроводной линии применимо и к так называемой коаксиальной линии. У нее один из проводов представляет собой трубку, внутри которой располагается второй провод так, чтобы оси трубки и провода совпадали (рис. 68). Правда, характер полей в коаксиальной линии несколько иной, нежели в симметричной двухпроводной линии. Силовые линии электрического поля между наружным и центральным проводами направлены по радиусам (штриховые линии на рис. 68).

Для того чтобы выяснить характер магнитного поля в коакси-

альной линии, надо учесть, что ток, текущий вдоль трубки по ее стенкам, создает магнитное поле только во внешнем пространстве, а внутри трубки он не создает магнитного поля. Это следует из того, что силовые линии магнитного поля должны охватывать тот ток, который это поле создал. С другой стороны, токи в трубке и центральном проводе текут в разные стороны и их магнитные поля имеют противоположные направления. Поэтому там, где существуют оба поля, т. е. вне трубки, они взаимно уничтожаются и магнитное поле отсутствует. А в пространстве между стенками трубки и центральным проводом, где поле создается только током, текущим по центральному проводу, это поле выглядит так же, как поле прямолинейного тока, т. е. его силовые линии представляют собой окружности, охватывающие центральный провод (сплошные линии на рис. 68).

Хотя конфигурации электрического и магнитного полей в коаксиальной линии несколько отличаются от конфигураций их в симметричной двухпроводной линии, но и в том, и в другом случаях оба поля в каждой точке пространства направлены взаимно перпендикулярно. Поэтому электромагнитная волна вдоль коаксиальной линии распространяется так же, как вдоль двухпроводной.

Все приведенное выше рассмотрение справедливо при одном важном ограничении, которого мы раньше не сформулировали, чтобы не загромождать изложения. Оно вытекает из того, что переменные магнитные поля двух противоположных по фазе токов, текущих в проводах линии, мы считали в любой точке равными по величине и противоположными по направлению, т. е. противоположными по фазе. Иначе говоря, мы пренебрегали сдвигом фаз, который получается за счет того, что и в направлении, перпендикулярном проводам, магнитное поле распространяется не мгновенно, а со скоростью c. Но, как было показано в § 17, сдвиг фаз $\varphi=2\pi d/\lambda$, где d — в нашем случае—расстояние между проводами. Пренебречь этим сдвигом фаз можно, если он очень мал, т. е. если $d \ll \lambda$. Поэтому все наши выводы справедливы только до тех пор, пока длина волны, возбуждаемой в линии, много больше, чем расстояние между проводами (для коаксиальной линии — расстояние между внутренней стенкой трубки и поверхностью центрального провода).

19. Скорость распространения волн в линии

Как показывает опыт, активное сопротивление проводов линии, если оно невелико, не влияет существенно на скорость распространения волн в линии. Поэтому мы будем пренебрегать активным сопротивлением линии и тем электрическим полем, которое существует внутри проводов линии, т. е. будем полагать, что направление электрического поля волны перпендикулярно проводам двухпроводной линии.

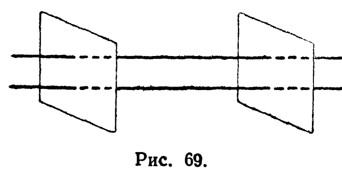


Рис. 69.

Для того чтобы учесть свойства линии, разделим ее воображаемыми перегородками, перпендикулярными проводам линии, на отдельные элементы одинаковой длины, равной, например, 1 *м* (рис. 69). Каждый такой элемент линии обладает некоторой взаим-

ной емкостью C_1 между проводами линии и некоторой индуктивностью L_1. Как показывают расчеты между величинами C_1 (емкостью единицы длины линии) и L_1 (индуктивностью единицы длины линии), v — скоростью распространения волны в этой линии и c — скоростью распространения волн в вакууме существует простое соотношение:

$$v = \frac{c}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

(в метрах в секунду, если L_1 и C_1 выражать соответственно в генри на метр и фарадах на метр).

Величины L_1 и C_1 зависят от расстояния между проводами линии и диаметра проводов, но их произведение L_1C_1 оказывается не зависящим от размеров линии. Поэтому и скорость v оказывается не зависящей от размеров линии.

Если вычислить величины L_1 и C_1, то окажется, что для двухпроводной линии в вакууме $\sqrt{L_1C_1}=1$ и скорость распространения волны вдоль линии равна скорости c, с которой электромагнитная волна распространяется в вакууме в отсутствие двухпроводной линии. Значит, двухпроводная линия никак не влияет на *скорость* распространения электромагнитной волны, несмотря на то, что *направление*, в котором распространяется волна, целиком определяется линией.

Более того, если поместить двухпроводную линию в какую-либо среду, например в диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε, то электромагнитная волна будет распространяться со скоростью $v=c/\sqrt{\varepsilon}$, т. е. такой же, с какой распространялась бы волна в той же среде в отсутствие двухпроводной линии. И в этом случае двухпроводная линия никак не влияет на скорость распространения волны, которая определяется только свойствами среды, окружающей провода линии.

Этот вывод представляется вполне естественным, если учесть, что волна, распространяющаяся вдоль двухпроводной линии в какой-либо среде, по своей структуре и свойствам подобна участку плоской волны, распространяющейся в той же среде в отсутствие двухпроводной линии. Двухпроводная линия играет лишь роль «направляющих», вдоль которых волна скользит, но не влияет на те процессы, которые происходят в окружающем пространстве при распространении электромагнитной волны и которыми определяется скорость распространения ее.

Все сказанное относится не только к двухпроводной линии, но и к коаксиальному кабелю. Электромагнитное поле волны, распространяющейся в коаксиальном кабеле, также подобно участку плоской волны, и оболочка, и центральный провод коаксиального кабеля также не влияют на процессы, определяющие скорость распространения волны в кабеле. Как и в случае двухпроводной линии, протекание этих процессов, а значит, и скорость распространения волны зависят от свойств среды. Так как в коаксиальном кабеле электромагнитное поле волны распространяется только в пространстве между оболочкой кабеля и его центральной жилой, то играют роль только свойства среды, заполняющей это пространство.

Итак, если двухпроводная линия будет помещена в диэлектрик

с диэлектрической проницаемостью ε, то скорость распространения электромагнитной волны в линии уменьшится в $\sqrt{\varepsilon}$ раз. Это связано с тем, что при неизменных размерах линии емкость на единицу длины линии увеличится в ε раз, а значит, $\sqrt{C_1L_1}$ увеличится в $\sqrt{\varepsilon}$ раз. Если бы среда, в которую погружена линия, обладала не только диэлектрической проницаемостью ε, но и магнитной проницаемостью μ, т. е. была бы намагничивающейся средой, то, помимо увеличения C_1 в ε раз, увеличилась бы и индуктивность L_1 на единицу длины в μ раз, вследствие чего скорость распространения волны в линии уменьшилась бы по сравнению со скоростью в вакууме в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз.

Как следует из сказанного, формула $v = \frac{c}{\sqrt{L_1C_1}}$ остается справедливой и для линии, находящейся в среде с диэлектрической проницаемостью ε и магнитной проницаемостью μ.

На практике чаще приходится встречаться со случаями, когда скорость распространения волны в линии уменьшается вследствие влияния диэлектрической, а не магнитной проницаемости среды, окружающей линию или заполняющей пространство внутри коаксиального кабеля. Особенно часто встречается на практике последний случай: все пространство между оболочкой и центральной жилой коаксиального кабеля заполняется диэлектриком. Если при этом в кабеле и вакууме (практически в воздухе) возбуждается волна одной и той же частоты, то, как следует из соотношения $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, длина волны в кабеле будет в $\sqrt{\varepsilon}$ раз короче, чем в воздухе.

Как было сказано раньше, мы пока откладываем рассмотрение тех явлений, которые возникают в диэлектрике при распространении в нем электромагнитной волны и приводят к уменьшению скорости распространения этой волны (это будет сделано дальше).

20. Передача электромагнитной энергии вдоль проводов

Так как с электромагнитной волной связана энергия ее электрического и магнитного полей, то распространение этой волны вдоль линии сопровождается переносом вдоль линии электромагнитной энергии. Обычно для краткости говорят о передаче или распространении электромагнитной энергии, имея в виду, что распространяется электромагнитная волна, а с нею переносится и энергия. Проследим этот процесс переноса энергии более детально (при этом мы ограничимся только случаем гармонической волны).

Как мы видели, электрическое и магнитное поля в начале линии, т. е. у места присоединения источника э. д. с., создаются электрическими зарядами, которые под действием э. д. с. поступают в провода линии. При этом э. д. с. совершает некоторую работу, которая отчасти идет на преодоление сопротивления проводов, а отчасти превращается в энергию электрического поля, обусловленного возникающими на концах линии зарядами, и энергию магнитного поля, обусловленного тем, что эти заряды движутся.

Когда сопротивление проводов линии мало, почти вся работа э. д. с. превращается в энергию электромагнитного поля, которая уходит вместе с распространяющейся вдоль линии волной. Если линия достаточно длинная, так что возникшая волна поглощается в ней, не достигнув конца линии, или в конец линии включена согласованная нагрузка (см. ниже), то возникающий в начале линии переменный ток оказывается в фазе с э. д. с. источника. Поэтому, хотя источник создает переменную э. д. с., поток энергии все время направлен от источника э. д. с. в линию, причем мощность его, т. е. количество энергии, протекающей через поперечное сечение линии в начале ее в единицу времени, примерно равна мощности, отдаваемой в линию источников э. д. с. Пренебрегая потерями энергии в линии, можно считать, что вся мощность, отдаваемая источником э. д. с., идет на создание потока электромагнитной энергии вдоль линии. Однако при распространении волн вдоль линии на большое расстояние потерями энергии в линии пренебрегать уже нельзя даже в том случае, когда сопротивление проводов линии мало. Нужно учитывать, что часть энергии электромагнитной волны рассеивается в проводах линии, превращаясь в тепло, и, следовательно, мощность потока энергии по мере удаления от начала линии постепенно уменьшается.

Происходит это рассеяние энергии в проводах линии следующим образом. Как уже отмечалось электромагнитная волна по мере своего распространения создает электрическое поле не только между проводами линии, но и в самих проводах; это поле в проводах, направленное вдоль проводов, вызывает появление электрических токов в них. Но электрическое поле в проводнике, как мы уже видели (см. § 3), совершает работу по ускорению электрических зарядов (электронов, если речь идет о металлическом проводнике), т. е. энергия поля в проводнике превращается в кинетическую энергию электронов, которая при соударениях с неподвижными ионами проводника превращается в тепло.

Таким образом, вследствие неизбежных потерь энергии в проводах линии должен существовать постоянный поток энергии не только вдоль проводов линии, но и поток энергии из окружающего провода электромагнитного поля внутрь проводов; часть энергии распространяющейся вдоль линии волны втекает внутри проводов и превращается в тепло. Этот поток энергии возникает потому, что у поверхности проводника и внутри его существует не только электрическое поле, направленное перпендикулярно оси линии, но и направленное параллельно оси проводов (поскольку по проводат течет ток). Следовательно, на поверхности проводов (и внутри их) существуют взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное поля и должен существовать поток электромагнитной энергии через поверхность проводов.

Воспользовавшись рис. 62 и определив с помощью правила буравчика направление магнитного поля у поверхности проводов, нетрудно убедиться (также пользуясь правилом буравчика), что поток энергии через поверхность проводов направлен внутрь проводов. Из сказанного ясно, что та доля энергии электромагнитной волны, которая связана с электрическим полем, возбуждаемым волной в самих проводах, а не в окружающем пространстве, превращается в тепло и на эту долю уменьшается энергия распространяющейся вдоль линии электромагнитной волны. На каждой единице

длины линии теряется некоторая доля энергии волны. И даже если эта доля мала, на большом участке длины линии убыль энергии волны может быть очень велика.

Уменьшению энергии электромагнитной волны соответствует уменьшение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей волны. По мере распространения вдоль линии электромагнитная волна постепенно затухает; это затухание тем сильнее, чем больше доля энергии, которая теряется на единице длины линии Поэтому мы должны ввести поправку в ту каргину распространения волны вдоль линии, которую мы рассматривали выше, не учитывая затухания волны. Распространение волны мы представляли как движение вдоль линии с некоторой постоянной скоростью синусоид, изображающих распределение напряженностей электрического и магнитного полей волны. Вследствие затухания волны амплитуды этих синусоид должны убывать по мере движения синусоид вдоль линии.

Помимо затухания волны, вследствие потерь энергии в самих проводах линии, существуют и другие причины затухания волн, распространяющихся вдоль линии. Затухание может быть вызвано также потерями в диэлектрике (см. § 7) изоляторов, поддерживающих провода линии. Причиной потерь энергии в распространяющейся вдоль линии электромагнитной волне может быть излучение электромагнитных волн линией. Все эти потери растут с уменьшением длины волны. Поэтому чем короче волна, тем сильнее она затухает при распространении вдоль линии.

Поскольку при распространении вдоль линии электромагнитная волна в той или иной мере затухает, она может распространяться в линии только на ограниченное расстояние, на котором она практически полностью затухнет. Если длина линии больше этого расстояния, то остальная часть линии, до которой волна практически не доходит, не будет играть никакой роли в рассматриваемом процессе. Эта часть линии не будет влиять на распространение волны в той части линии, в которой волна еще не затухла, и, конечно, никакой роли не будет играть то сопротивление, которое включено в конце линии. Именно этот случай мы имели в виду, когда в § 19 рассматривали распространение волны в линии, не учитывая того, что происходит на ее дальнем конце. В этом случае энергия, отдаваемая источником э. д. с., целиком рассеивается в достаточно длинной линии и не достигает нагрузки, включенной на ее конце.

Но те же условия распорстранения электромагнитной волны в начальном участке линии, которые существуют, когда волна затухает, не дойдя до конца длинной линии, можно получить и в сравнительно короткой линии, не обладающей заметным затуханием, если в конце ее включить сопротивление R (рис. 61) такой величины, чтобы оно потребляло всю мощность, достигающую конца линии. Такое сопротивление называется с о г л а с о в а н н о й н а г р у з к о й. При наличии согласованной нагрузки в отрезке линии процессы происходят так же, как и в случае, когда к концу этого отрезка вместо сопротивления присоединен достаточно длинный дополнительный отрезок такой же линии, в котором также потребляется вся подводимая к нему мощность. В отрезке линии с согласованной нагрузкой распространяется электромагнитная волна, которая не имеет заметного затухания в линии, но зато сразу «затухает» во включенной в конце линии нагрузке. Почти вся мощность, отдаваемая

источником э. д. с. в линию (кроме небольшой доли, теряющейся в линии), будет потребляться нагрузкой, включенной в конце линии. Этот случай называют «передачей электромагнитной энергии по проводам». Однако такая формулировка не соответствует существу процесса передачи энергии при помощи проводов.

Как мы убедились, энергия распространяется вместе с электромагнитной волной не по проводам, а вдоль них. Образно можно сказать, что провода линии — это не трубы, по которым энергия «течет», а рельсы, по которым она «скользит». В случае коаксиальной линии на первый взгляд может показаться, что уместно говорить о трубе, по которой энергия «течет». Но и в этом случае энергия переносится волной в пространстве между оболочкой кабеля и центральным проводом, т. е. вдоль проводников, а не по ним. Проводники, т. е. оболочка и центральный провод, и в этом случае являются лишь «направляющими», вдоль которых «скользит» энергия. То обстоятельство, что одна из «направляющих» имеет форму трубы, никакой принципиальной роли не играет. В самих проводниках энергия электромагнитного поля рассеивается на месте, превращаясь в тепло. Поэтому по проводникам электромагнитная энергия вообще не может распространяться на сколько-нибудь значительные расстояния.

Все сказанное справедливо для любых частот э. д. с., питающей линию, т. е. для любых длин волн, кроме самых коротких, для которых расстояние между проводами линии уже не будет очень малым по сравнению с длиной волны (как это было оговорено в § 18). В частности, сказанное применимо и тогда, когда длина волны значительно превосходит длину линии. Но в этом случае сдвиг фаз между напряженностями полей (либо напряжениями или токами), в разных точках линии равный $\varphi=2\pi\frac{d}{\lambda}$, где d — расстояние между рассматриваемыми точками линии, мал даже для точек, находящихся на двух концах линии, т. е. когда d есть длина линии (так как $d\ll\lambda$).

Следовательно, когда длина линии гораздо меньше длины волны, мы практически не обнаруживаем сдвига фаз между напряжениями (или токами) в разных точках линии. Но именно наличие сдвигов фаз между напряженностями поля (электрического или магнитного) либо напряжениями (или токами) в разных точках линии является основным признаком того, что вдоль линии распространяется электромагнитная волна, так как именно сдвиг фаз отражает то запаздывание во времени, которое обусловлено движением полей вдоль линии с конечной скоростью. Поэтому в случае, когда длина волны гораздо больше длины линии, в картине распространения электромагнитной волны вдоль линии очень слабо выражена ее наиболее характерная черта — наличие сдвига фаз между напряженностями электрического или магнитного полей либо напряжениями или токами в разных точках линии.

Но для того чтобы энергия вдоль линии текла все время в одном направлении, несущественно, как распределены фазы напряженности электрического (или магнитного) поля либо напряжения (или тока) вдоль линии. Необходимо лишь, чтобы в каждом сечении линии напряженности электрического и магнитного полей, а значит, напряжение и ток совпадали по фазе. Это условие со-

блюдается независимо от длины линии и длины волны в любой линии, в которой энергия, поступающая из источника э. д. с., полностью поглощается в самой линии или включенной в конце линии согласованной нагрузке.

Сказанное справедливо и для линии постоянного тока, к которой можно перейти, уменьшая частоту питающей линию э. д. с. до нуля, что соответствует беспредельному увеличению длины волны. Словом, во всех без исключения случаях передача электромагнитной энергии на сколько-нибудь значительные расстояния происходит с помощью электромагнитных волн.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

21. Колебания в отрезках длинных линий

Изучая распространение электромагнитных волн в длинных линиях, мы не учитывали тех явлений, которые происходят на конце линии. Между тем эти явления могут существенно изменить характер процессов, происходящих в длинной линии. Поэтому, как уже было отмечено, рассмотренная выше (см. § 19) картина распространения электромагнитных волн в длинных линиях справедлива только в том случае, когда либо длина линии так велика, что электромагнитная волна практически полностью затухает, не достигнув конца линии (для краткости в таких случаях длинную линию называют бесконечно длинной), либо в конец линии включена согласованная нагрузка, в которой проходящая вдоль линии волна полностью поглощается.

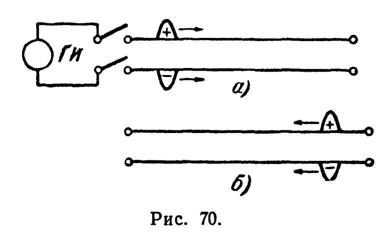


Рис. 70.

Если же длина отрезка линии невелика, так что волна достигает конца линии без заметного ослабления, и если в конце линии не включена согласованная нагрузка, то явления, возникающие на конце отрезка длинной линии, изменяют всю картину настолько, что отрезок длинной линии приобретает совсем новые свойства, которыми не обладает бесконечно длинная линия или отрезок длинной линии, нагруженный на согласованное сопротивление. Чтобы выяснить, как возникают эти новые свойства отрезка длинной линии, нужно рассмотреть, что происходит на конце отрезка, когда его достигает распространяющаяся по линии электромагнитная волна.

Для определенности будем рассматривать находящийся в воздухе отрезок двухпроводной линии, конец которой разомкнут. Положим, что в начало линии включается источник э. д. с. — генератор импульсов *ГИ* (рис. 70), который в момент $t=0$ посылает один кратковременный импульс э. д. с., а затем источник э. д. с. отключается (так что начало линии оказывается разомкнутым) (рис. 70,*а*). Под действием этого импульса э. д. с. в проводах у начала линии возникнут и начнут двигаться электрические заряды противоположных

знаков, т. е. возникнет электромагнитная волна, но не гармоническая и даже не периодическая, а представляющая собой однократный короткий электромагнитный импульс.

Распространение этого импульса вдоль двухпроводной линии происходит так же как и в свободном пространстве, т. е. импульс распространяется без изменения формы и со скоростью, приблизительно равной c (все это справедливо постольку, поскольку провода линии окружены воздухом, который практически не влияет на распространение электромагнитных волн; если бы провода линии были окружены диэлектриком, то не только изменилась бы скорость распространения импульса, но при распространении могло бы происходить и изменение его формы).

Чтобы новые свойства отрезка длинной линии выступили наиболее отчетливо, мы будем пренебрегать затуханием электромагнитной волны в линии, т. е. считать, что импульс распространяется в линии без ослабления (роль затухания в отрезке линии выяснится позднее). Если затухание в линии отсутствует, то электромагнитный импульс в момент $t_1=l/c$, где l — длина линии, достигает разомкнутого конца линии, имея ту же амплитуду, что и в начале линии.

Рассмотрим что будет происходить на разомкнутом конце линии. Электромагнитный импульс достигнув конца линии, вызовет появление электрических токов в проводах вблизи конца линии. Но на разомкнутом конце линии ток в проводах течь не может, т. е. он должен быть все время равен нулю. А это возможно только в том случае, если одновременно с токами, возбуждаемыми пришедшим электромагнитным импульсом, у конца линии в проводах возникают токи такой же величины, но обратного направления. Эти токи создают магнитное поле, также обратное по направлению поля пришедшей волны.

Но электрические заряды, появившиеся под действием импульса в проводах, у конца линии будут иметь те же знаки, что и у начала линии, т. е. направление электрического поля у конца линии останется таким же как у начала. А изменение направления одного из полей электромагнитной волны на обратное влечет за собой, как было показано выше (см. § 16), изменение направления распространения волны на обратное. Следовательно, дойдя до разомкнутого конца линии, электромагнитный импульс отражается от него и начинает распространяться в обратном направлении, причем по сравнению с пришедшим импульсом направление электрического поля в отраженном импульсе не изменяется, а направление магнитного поля меняется на обратное (рис. 70,*б*).

Короткий электромагнитный импульс, отразившись от конца линии, вернется к ее началу, где он возник. Так как генератор импульсов уже отсоединен от линии, то и начало линии также будет разомкнуто. Поэтому импульс отразится от начала линии и повторится картина в линии, существовавшая в момент возникновения импульса $t=0$. После этого весь процесс вновь и вновь повторяется через промежутки времени, которые импульс затрачивает на то, чтобы дойти от одного конца линии до другого и вернуться обратно. Если длина линии l, а скорость распространения импульса c, то это время $T_1=2l/c$.

Такая повторяющаяся через одинаковые промежутки времени картина будет возникать не только на концах отрезка линии, но и

в любом его сечении, так как в каждом сечении в какие-то моменты времени (когда через это сечение проходит импульс) будут возникать ток в проводах, напряжение между проводами и соответственно электрическое и магнитное поле в пространстве между проводами. Это значит, что в отрезке линии возникнут электромагнитные колебания с периодом T_1 (или частотой $f_1=1/T_1$), который определяется длиной отрезка и скоростью распространения волн в нем.

Электрические цепи, в которых под действием однократного электромагнитного импульса могут возникнуть электромагнитные колебания, называются колебательными системами, а колебания, возникающие в них под действием кратковременного импульса, — собственными колебаниями. Таким образом, отрезок длинной линии с разомкнутыми концами представляет собой колебательную систему. Ясно, что в бесконечно длинной линии, в которой импульс успел бы полностью затухнуть, не дойдя до конца линии (или в линии, нагруженной на согласованное сопротивление), однократный импульс не отражается от конца линии и колебания возникнуть не могут. Новое свойство, которым отрезок длинной линии отличается от бесконечно длинной линии, и состоит в том, что он является колебательной системой.

Из сказанного выше совершенно ясно также, откуда появилось у отрезка длинной линии это новое свойство. Как и в бесконечно длинной линии, в отрезке ее электромагнитные волны распространяются с конечной скоростью и не испытывают значительного поглощения, но в отличие от бесконечно длинной линии отрезок такой линии имеет ограниченную длину. Вследствие этого на концах отрезка происходит отражение электромагнитных волн, в то время как в бесконечно длинной линии происходит постепенное поглощение волны при распространении (потому что длина линии велика, хотя поглощение на единицу длины невелико), а отражения от концов не происходит. Эти отличия и придают колебательные свойства отрезку длинной линии. При этом период свойственных отрезку длинной линии собственных колебаний определяется скоростью распространения электромагнитных волн в линии и длиной отрезка линии.

Этот период T_1 представляет собой время распространения электромагнитного импульса вдоль отрезка линии туда и обратно. Пользуясь уже известным выражением, связывающим скорость распространения электромагнитной волны со свойствами линии: $c = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1}}$, где L_1 и C_1 — соответственно индуктивность и емкость единицы длины линии, можно найти связь между периодом колебаний в отрезке линии и свойствами отрезка линии. Подставив выражение для c в выражение для T_1, получим:

$$T_1 = \frac{2l}{c} = 2l\sqrt{L_1C_1} = 2\sqrt{(lL_1)((lC_1)} = 2\sqrt{LC}$$

и

$$f_1 = \frac{1}{T_1} = \frac{1}{2\sqrt{LC}},$$

где $L=lL_1$, т. е. общая индуктивность всего отрезка линии, а $C=lC_1$ — общая емкость его.

Важные выводы, к которым мы пришли в результате рассмотрения простейшего частного случая — отрезка двухпроводной линии с разомкнутыми концами, в своих основных чертах остаются справедливыми для всех без исключения электрических колебательных систем.

Как мы убедимся в дальнейшем при рассмотрении других электрических колебательных систем, всегда колебательные свойства системы обусловлены тем, что в пределах этой ограниченной системы может с конечной скоростью и достаточно малыми потерями распространяться электромагнитная энергия. Вследствие этого всякое нарушение электрического равновесия в этой системе приводит к возникновению в ней собственных колебаний. Эти колебания всегда сопровождаются перемещением электромагнитной энергии в пространстве, и поэтому периоды колебаний определяются временем, необходимым для того, чтобы энергия совершила полный цикл перемещений в пространстве. Эта общая картина собственных колебаний в электрических системах будет развита дальше при рассмотрении конкретных колебательных систем.

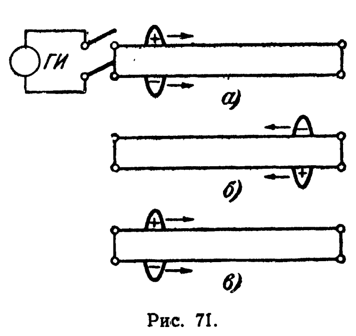


Рис. 71.

Сейчас же мы вернемся к отрезку линии, для того чтобы выяснить, как изменится картина собственных колебаний в нем, если конец отрезка линии будет не разомкнут, а замкнут накоротко (рис. 71). Генератор импульсов *ГИ* по-прежнему в момент $t=0$ посылает однократный импульс, после чего начало линии также замыкается накоротко (рис. 71,*а*).

Как уже было указано, при отражении короткого электромагнитного импульса от разомкнутого конца линии заряды на концах проводов не изменяют знаков, изменяется только направление движения зарядов, т. е. направление токов (рис. 70,*б*). Отражение импульса от короткозамкнутого конца происходит по-иному. Так как между замкнутыми накоротко проводами линии напряжение должно быть равно нулю, то электрическое поле между проводами у замкнутого конца линии должно отсутствовать. Это возможно только в том случае, если под действием пришедшего импульса у короткозамкнутого конца линии возникнет электрическое поле, равное по величине и противоположное по знаку электрическому полю пришедшего импульса. Но для этого электрические заряды на конце линии должны изменить свои знаки на обратные (по сравнению с зарядами в пришедшем импульсе).

Картина (рис. 71,*б*) получается такой, как будто оба заряда «по инерции» проходят через замыкающий концы линии проводник (как если бы заряда другого знака в проводнике вообще не было). Но если, изменится направление электрического поля импульса у конца линии, то направление распространения импульса должно будет измениться на обратное (направление магнитного поля в импульсе при этом не изменится, так как не только знак зарядов в каждом из проводов изменится на обратный, но вместе с тем изменится и

направление движения зарядов по проводам и, следовательно, направление токов в проводах, а значит, и магнитного поля останется неизменным). После того как импульс вернется к началу линии (уже замкнутому накоротко), он снова отразится с изменением знаков зарядов (рис. 71,*в*), после чего картина будет повторяться снова и снова через промежутки времени $T_1=2\sqrt{LC}$.

Следует подчеркнуть еще раз, что, рассматривая отражение электромагнитного импульса от конца линии, мы пренебрегаем потерями энергии (так же как при распространении импульса вдоль отрезка линии). Поэтому отраженный импульс имеет ту же амплитуду, что и падающий. Конечно, в действительности потери энергии происходят не только при распространении импульса в отрезке линии, но и при отражении его от концов отрезка. Однако в случаях разомкнутого или замкнутого накоротко (т. е. на очень малое сопротивление) конца линии потери эти достаточно малы, чтобы ими можно было пренебречь (так же как и потерями в отрезке линии при распространении импульса) при рассмотрении интересующих нас вопросов. Только потому, что мы пренебрегли потерями энергии при распространении и отражении импульсов, мы пришли к выводу, что однократный импульс, созданный в линии, будет «бегать» по линии как угодно долго, не ослабевая, т. е. что колебания в линии будут незатухающими.

Во всяком реальном отрезке линии потери энергии при распространении и отражении от концов неизбежны, вследствие чего импульс будет постепенно ослабевать и возникшие колебания в линии будут затухающими. Но если потери энергии в отрезке линии невелики и затухание колебаний мало, то оно не сказывается сколько-нибудь заметно на периоде собственных колебаний в линии. Поэтому при выяснении тех условий, которыми определяется период собственных колебаний в линии, вполне можно пренебречь потерями энергии в линии. Однако дальше нам встретятся вопросы, при решении которых необходимо будет учитывать потери энергии в отрезке линии.

Перейдем к рассмотрению отрезка длинной линии, один из концов которой замкнут накоротко, а другой разомкнут. Как мы убедились, от короткозамкнутого конца линии импульс отражается не так, как от разомкнутого: на разомкнутом конце изменяется направление тока в линии и магнитного поля, на короткозамкнутом конце изменяются знаки зарядов и направление электрического поля. Если конец линии замкнут, а начало линии по-прежнему разомкнуто (источник импульсов уже отсоединен), то условия отражения на двух концах отрезка линии будут различными и картина в отрезке линии не будет повторяться через тот промежуток времени, за который импульс проходит по отрезку линии 1 раз туда и обратно.

Действительно, положим, что генератор импульсов создает в момент $t=0$ в начале линии (рис. 72,*а*) такой импульс, при котором заряд верхнего провода положителен, а нижнего отрицателен. После отражения от короткозамкнутого конца линии знаки зарядов изменятся на обратные (рис. 72,*б*), а при отражении от разомкнутого начала линии знаки зарядов не изменятся (рис. 72,*в*). Следовательно, через промежуток времени $T_1=2l/c$ слева от начала линии начнет двигаться не такой же импульс как в момент $t=0$, а импульс

обратной полярности, у которого заряд верхнего провода отрицателен, а нижнего положителен, т. е. картина еще не повторится. Только после того как импульс второй раз отразится от короткозамкнутого конца (рис. 72,*г*) и, изменив полярность, дойдет до начала и снова от него отразится (рис. 72,*д*), картина повторится и затем будет повторяться снова и снова.

Поэтому основной период собственных колебаний в отрезке линии с разными условиями отражения на концах оказывается вдвое бо́льшим, чем в таком же отрезке линии с разомкнутыми началом и концом, т. е. колебания происходят с периодом

$$T'_1 = \frac{4l}{c} = 4\sqrt{LC}$$

Рис. 72.

и частотой $f'_1 = \frac{1}{4\sqrt{LC}}$, вдвое меньшей, чем частота колебаний f_1 в отрезке линии с двумя разомкнутыми или двумя замкнутыми концами.

22. Стоячие волны

Электромагнитные колебания, возникающие в отрезке двухпроводной линии под действием однократного импульса, как уже было отмечено, являются периодическими, но не гармоническими. Если условия отражения на обоих концах отрезка одинаковы, то в каждом сечении отрезка линии импульс, движущийся в одном и том же направлении, появляется через одинаковые промежутки времени $T_1 = 2l/c$ (для линии в воздухе). При одинаковых условиях отражения на концах направления электрического и магнитного полей в импульсе, движущихся в одном и том же направлении, оказываются неизменными и, следовательно, через время T_1 картина изменений электрического и магнитного полей в любом сечении отрезка линии в точности повторяется[1]. Но все эти изменения в каждом сечении происходят за очень короткий промежуток времени (пока через данное сечение проходит кратковременный импульс). А это значит, что в каждом сечении линии через большие промежутки времени периодически возникают кратковременно электрическое и магнитное поля, т. е. колебания резко несинусоидальной формы.

[1] Напомним, что по нашему предположению потерь энергии не происходит ни при распространении импульса вдоль вдоль отрезка линии, ни при отражении импульса от концов отрезка.

Рассмотрим картину изменения электрического и магнитного полей в каком-либо фиксированном сечении отрезка линии более детально.

Если продолжительность импульса очень мала по сравнению со временем его распространения от начала до конца линии, то мы можем говорить не о промежутке времени, а о моменте, когда импульс прошел через рассматриваемое сечение. Если первый прямой (т. е. распространяющийся от начала к концу линии) импульс создан в начале линии импульсным генератором в момент $t=0$, то через сечение линии, лежащее на расстоянии d от ее начала, этот первый прямой импульс пройдет в момент

$$t_1 = \frac{d}{c}.$$

При этом на короткий промежуток времени в этом сечении появятся электрическое и магнитное поля импульса, а затем эти поля уйдут дальше вдоль линии. Пройдя до конца линии расстояние $l-d$, отразившись от него и снова пройдя расстояние $l-d$, обратный импульс вернется в рассматриваемое сечение.

Следовательно, в момент

$$t_2 = t_1 + \frac{2(l-d)}{c} = \frac{2l-d}{c}$$

в этом сечении снова появятся электрическое и магнитное поля импульса. Но так как импульс движется в направлении, обратном тому, в котором он двигался в момент t_1, то либо электрическое, либо магнитное поле этого обратного импульса (в зависимости от того, замкнут или разомкнут конец линии) будет направлено противоположно полю прямого импульса. Следовательно, в момент t_2 не повторится картина, существовавшая в момент t_1.

Далее, пройдя расстояние d, отразившись от начала линии и снова пройдя расстояние d, импульс придет в рассматриваемое сечение в момент

$$t_3 = t_2 + \frac{2d}{c} = \frac{2l+d}{c},$$

двигаясь в том же направлении, в каком он двигался в момент t_1. Направление полей в этом повторном прямом импульсе в момент t_3 будет совпадать с направлением их в момент t_1, и, следовательно, через промежуток времени

$$t_3 - t_1 = \frac{2l}{c} = T_1$$

картина поля в каждом сечении будет повторяться. Так как этот промежуток времени не зависит от d, то это и значит, что период происходящих в любом сечении линии электромагнитных колебаний будет одинаков:

$$T_1 = \frac{2l}{c}.$$

Но промежуток времени между моментом t_2, когда в рассматриваемом сечении появляется обратный импульс, и моментом t_1 $\left[\text{этот промежуток равен, как мы видели, } \frac{2(l-d)}{c}\right]$ зависит от d, т. е.

положение обратного импульса между соседними двумя прямыми импульсами для различных сечений отрезка линий будет различным.

Чтобы нагляднее представить себе эту картину, изобразим на графиках последовательность импульсов во времени для разных сечений линии. Для упрощения графиков будем считать импульсы столь короткими, что в масштабе времени, примененном в графиках, каждый из них можно изображать одной линией. Чтобы на графиках можно было наглядно различать импульсы с различными направлениями электрического и магнитного полей, условимся изображать импульсы отрезками, отложенными вверх и вниз от оси времени, и соответственно говорить о знаке поля, имея в виду его направление. Но так мы сможем изобразить на плоскости чертежа направление только одного из полей (либо электрического, либо магнитного), и поэтому мы будем строить для каждого сечения линии два графика: один — для электрического, другой — для магнитного поля импульса. Ясно, что эти графики могут различаться только направлением отрезков, изображающих поля, а не положением их на оси времени (так как оба поля импульса в данном сечении появляются одновременно).

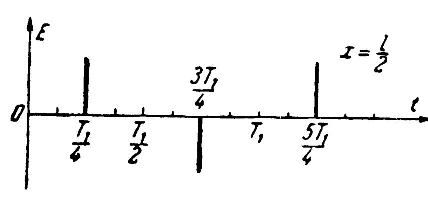


Рис. 73.

Начнем, например, с графика следования во времени электрического поля импульсов для среднего сечения отрезка линии (т. е. для $d=l/2$), концы которого замкнуты накоротко (рис. 73). Импульс, возникший у начала линии в момент $t=0$, в первый раз дойдет до среднего сечения в момент $t=l/2c=T_1/4$, затем, дойдя до конца линии и отразившись от него (причем знак электрического поля изменится на обратный), импульс снова пройдет среднее сечение в обратом направлении в момент $t_2=3l/2c=3T_1/4$. Далее, достигнув начала линии и отразившись от него (также с изменением знака электрического поля), второй раз пройдет через среднее сечение в прямом направлении в момент $t_3=5l/2c=\frac{5}{4}T_1$. Дальше вся картина будет повторяться через промежутки времени T_1.

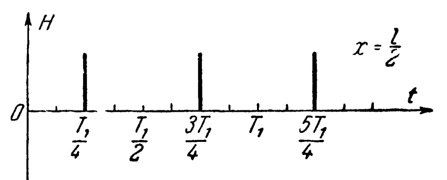


Рис. 74.

В соответствии с тем, что знак электрического поля меняется при каждом отражении от короткозамкнутого конца линии, оба прямых импульса, имеющих одно и то же направление поля, отложены на рис. 73 вверх, а обратный импульс, имеющий противоположное направление поля, отложен вниз.

Для той же линии и того же сечения график следования во времени магнитного поля импульсов будет иметь иной вид (рис. 74),

так как при отражении от короткозамкнутого конца направление магнитного поля в импульсе не меняется (поэтому обратный импульс отложен вверх, так же как и прямые импульсы).

Построим такие же графики для той же линии, но для сечения, лежащего на расстоянии $l/4$ от левого конца (рис. 75). Положение импульсов на оси времени будет иным, так как первый раз импульс пройдет через это сечение в момент $t_1=l/4c=T_1/8$, второй раз (после отражения от конца линии) — в момент $t_2=7l/4c=7T_1/8$, третий раз (после отражения от начала линии) — в момент $t_3=9l/4c=9T_1/8$, после чего вся картина будет повторяться через промежутки времени T_1. Так как после первого отражения электрическое поле будет иметь знак, обратный знаку поля начального импульса, а после второго отражения снова будет иметь тот же знак, что и в начальном импульсе, то в графиках для электрического поля (рис. 75) отрезки, соответствующие моментам $T_1/8$ и $9T_1/8$, должны быть направлены вверх, а отрезок, соответствующий моменту $7T_1/8$, — вниз.

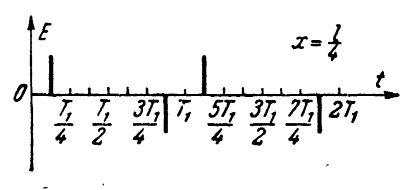


Рис. 75.

Магнитное поле импульса при отражении его от короткозамкнутых концов не меняет своего направления, и соответственно на рис. 76 все отрезки направлены вверх. Для такого же отрезка линии с разомкнутыми концами графики для сечений $x=l/4$ имели бы такой же вид, как приведенные на рис. 75 и 76, но графики для электрических и магнитных полей поменялись бы местами (так как при отражении от разомкнутых концов меняет направление на обратное не электрическое, а магнитное поле). Подобным же образом можно было бы построить графики следования электрических и магнитных полей импульсов в любых сечениях отрезка линии с одинаковыми и разными условиями отражения на концах. Но уже из построенных графиков мы можем сделать нужные нам выводы.

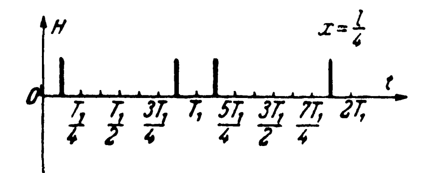


Рис. 76.

Электромагнитные колебания в каждом сечении линии представляют собой последовательность коротких импульсов, повторяющуюся в каждом периоде колебаний $T_1=2l/c$, одинаковом для всех сечений линии. Но внутри каждого из периодов расположение отдельных импульсов для разных сечений оказывается различным; вместе с тем оказываются различными знаки электрического и магнитного полей импульса в одних и тех же сечениях. Наконец, расположение импульсов внутри периода оказывается различным и при изменении условий отражения на концах линии. Но различное расположение импульсов внутри периода колебаний есть не что иное, как разная форма колебаний. Таким образом, в разных сечениях линии происходят колебания одинакового периода $T_1=2l/c$ или $T'=4l/c$ (в зависимости от условий отражения), но различные по форме. При пере-

ходе от одного сечения к другому, смежному с ним, расположение импульсов, а значит, и форма колебаний меняются непрерывно. При изменении условий на концах происходят сразу скачкообразные изменения формы.

Сосредоточим наше внимание сначала на рассмотрении той связи, которая существует между амплитудами колебаний в различных сечениях отрезка линии при одинаковых и неизменных условиях отражения на его концах. В каждом сечении линии происходят колебания, состоящие из отдельных коротких импульсов. Такие колебания, как было указано в § 17, могут быть представлены в виде суммы гармонических колебаний, содержащих большое число гармоник с периодами $T_n = T_1/n$, т. е. с частотами $f_n = nf_1$, где $f_1 = 1/T_1$. В двух соседних сечениях происходят колебания с одной и той же частотой f_1; следовательно, они при представлении в виде сумм гармонических колебаний будут обладать спектрами с одинаковым частотным составом.

Но так как эти колебания различны по форме, то амплитуды одних и тех же гармоник в их спектре будут различаться по величине. Следуя вдоль линии, мы будем наблюдать непрерывное изменение амплитуд всех гармоник. Для каждой из гармоник получается свое непрерывное распределение амплитуд вдоль отрезка линии. Но для различных гармоник это распределение оказывается неодинаковым. Кроме того, оно оказывается различным для гармоник спектров колебаний напряженностей электрического и магнитного полей, поскольку, как мы видели, сама форма этих колебаний оказывается различной.

Исследуя детально форму колебаний в различных сечениях отрезка линии, мы могли бы в каждом отдельном случае, учитывая условия отражения на концах и характер колебаний в различных сечениях, определить, какое конкретно распределение амплитуд гармоник получается в каждом случае.

Однако такая задача была бы очень сложной, так как нам пришлось бы определять гармоники колебаний различной формы, происходящих в разных сечениях линии. Эту задачу можно значительно упростить, если рассмотреть картину возникновения в отрезке линии в отдельности каждой из гармоник спектра колебаний, состоящих из отдельных коротких импульсов (а не всей совокупности всех этих гармоник одновременно). Такое рассмотрение будет проведено в следующем параграфе. Оно позволит нам вывести некоторые общие закономерности распределения амплитуд гармоник вдоль отрезка линии. Но этими закономерностями мы воспользуемся уже в этом параграфе, для того чтобы довести до конца исследование картины собственных колебаний в отрезке линии, возникающих под действием одиночного импульса.

Те две закономерности, которые будут установлены позднее, но которыми мы воспользуемся уже сейчас, состоят в следующем. Во-первых, амплитуды каждой из гармоник колебаний, возникающих в результате воздействия одиночного импульса, распределены вдоль отрезка линии по синусоидальному или косинусоидальному закону, т. е. график, изображающий это распределение,— график либо синуса, либо косинуса. Как известно, синусоида и косинусоида это одна и та же кривая; различаются они только сдвигом вдоль оси абсцисс, т. е. в рассматриваемом нами случае вдоль отрезка линии. Мы будем называть распределение синусоидальным, если началу ли-

нии соответствует нулевое значение ординаты кривой распределения и косинусоидальным, если началу линии соответствует максимальное значение ординаты кривой распределения амплитуд. Соответственно мы будем называть «половиной синусоиды» участок графика синусоиды, заключенный между двумя нулевыми значениями графика, и «половиной косинусоиды» участок графика между двумя его максимальными значениями, аналогично «четвертью синусоиды» — участок графика, начинающийся с нулевого значения и кончающийся максимальным, «четвертью косинусоиды» — участок графика, начинающийся с максимального значения и кончающийся нулевым (конечно, «начало линии» должно быть выбрано).

Во-вторых, распределение первой гармоники всегда таково, что на длине отрезка линии должна укладываться либо половина, либо четверть синусоиды или косинусоиды в зависимости от условий отражения на концах. Распределение высших гармоник всегда таково, что n-я гармоника повторяет n раз распределение первой гармоники (но, конечно, в масштабе, уменьшенном в n раз в длину, чтобы это распределение уместилось на отрезке линии). Эти две закономерности и позволят нам установить характер распределения амплитуд гармоник спектра колебаний, возникающих в линии в результате воздействия одиночного короткого импульса и представляющих собой периодически повторяющиеся короткие импульсы, в различных конкретных случаях.

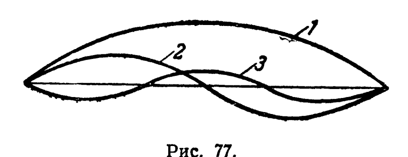


Рис. 77.

Начнем с распределения амплитуд гармоник колебаний электрического поля в отрезке линии с замкнутыми концами. Так как на короткозамкнутых концах отрезка линии напряжение равно нулю, то, значит, и напряженность электрического поля импульсов на концах отрезка должна быть равна нулю. А для этого и амплитуды всех гармоник электрического поля импульсов должны быть равны нулю. Следовательно, распределение амплитуд первой гармоники должно быть таким, чтобы на длине отрезка укладывалась половина синусоиды (рис. 77). Амплитуда второй гармоники распределяется так, что на длине отрезка укладываются две половины синусоиды, для третьей гармоники — три половины синусоиды и т. д. (на рис. 77 цифры у кривых соответствуют номерам гармоник).

Следует обратить внимание на то, что в случае, когда на отрезке линии укладывается больше чем одна половина синусоиды, т. е. когда речь идет о распределении амплитуд всех гармоник выше первой, смежные половины синусоид соответствуют разным знакам амплитуды. Но изменение знака амплитуды на обратный эквивалентно изменению на π фазы тех колебаний, амплитуда которых меняет знак. Таким образом, полученная картина распределения амплитуд гармоник позволяет определить и фазы этих гармоник в разных участках отрезка длинной линии. Там, где амплитуда гармоники проходит через нуль, фаза гармоники меняется на π.

Рассмотрим теперь распределение амплитуд гармоник спектра колебаний магнитного поля импульса (для той же линии длиной l

с замкнутыми накоротко концами). Так как на концах линии ток не равен нулю, то у концов линии должно существовать магнитное поле импульса и гармоники спектра колебаний магнитного поля на концах линии должны быть отличными от нуля. С другой стороны, поскольку отрезок линии симметричен относительно среднего сечения, и распределение амплитуд гармоник относительно этого сечения должно быть симметричным. Этим двум условиям удовлетворяет распределение по косинусоиде. Для первой гармоники на длине отрезка укладывается одна косинусоида, для второй гармоники — две и т. д. (рис. 78).

Сопоставим теперь между собой распределение амплитуд одинаковых номеров гармоник колебаний электрического и магнитного полей в отрезке линии, замкнутом на концах. Между этими распределениями существуют различия, обусловленные тем, что для электрического поля этому распределению соответствует целое число половин синусоид, а для магнитного поля — такое же число половин косинусоид. С этими различиями тесно связаны и различия в спектрах колебаний электрического и магнитного полей.

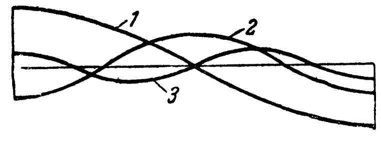


Рис. 78.

Как видно из распределения амплитуд гармоник для обоих случаев (рис. 77 и 78), для среднего сечения отрезка линии обращаются в нуль амплитуды всех четных гармоник спектра электрического поля и, наоборот, всех нечетных гармоник магнитного поля. Это различие станет понятным, если мы вспомним сказанное в § 17 о присутствии только четных или только нечетных гармоник в спектре колебаний, представляющих собой последовательность коротких импульсов, повторяющихся через равные промежутки времени. Именно такую последовательность импульсов, как было показано выше, мы получаем в среднем сечении линии с одинаковыми условиями отражения на концах. При этом для отрезка линии, замкнутого на концах, последовательность импульсов электрического поля оказалась знакопеременной (рис. 73), а импульсов магнитного — постоянной по знаку (рис. 74).

Но, как указывалось в § 17, действительно, в первом случае в спектре присутствуют только нечетные гармоники, а во втором — только четные. Однако это последнее утверждение справедливо только для ряда импульсов, следующих через равные промежутки времени, что имеет место для отрезка линии с одинаковыми условиями на концах только в среднем ее сечении. В других сечениях, где импульсы следуют не через равные промежутки времени, никогда не обращаются в нуль амплитуды сразу всех четных или сразу всех нечетных гармоник, но в некоторых сечениях отрезка линии обращаются в нуль отдельные гармоники.

Теперь нам надлежит рассмотреть распределение амплитуд гармоник колебаний электрического и магнитного полей импульсов в отрезке линии, оба конца которого разомкнуты. Так как в этом случае условия отражения на обоих концах одинаковы (как и в предыдущем случае отрезка линии, замкнутого накоротко на обоих концах), то частотный состав спектра колебаний в обоих случаях одинаков (конечно, при одной и той же длине отрезка).

Однако распределение амплитуд гармоник в обоих случаях оказывается различным, так как на замкнутых накоротко концах отрезка линии магнитное поле максимально, электрическое же поле равно нулю, а на разомкнутых концах отрезка, наоборот, электрическое поле максимально, магнитное же равно нулю.

Из этого вытекают и все различия в распределении амплитуд гармоник в обоих случаях. В то время как в отрезке линии с короткозамкнутыми концами амплитуды гармоник электрического поля импульсов распределены по синусоиде, а амплитуды гармоник магнитного поля импульсов по косинусоиде, в отрезке линии с разомкнутыми концами, наоборот, амплитуды гармоник электрического поля импульсов распределены по косинусоиде, а амплитуды гармоник магнитного поля импульсов — по синусоиде. Иначе говоря, для этих двух случаев распределения амплитуд гармоник электрического и магнитного полей импульсов меняются местами.

Поэтому не требуется не только никакого нового рассмотрения вопроса распределения амплитуд гармоник в отрезке линии с разомкнутыми концами, но даже новых графиков этого распределения. Приведенные выше графики распределения для электрического поля импульсов в отрезке линии с короткозамкнутыми концами (рис. 77) являются вместе с тем графиками распределения для магнитного поля импульсов в отрезке линии с разомкнутыми концами, а графики распределения для магнитного поля импульсов в отрезке с короткозамкнутыми концами (рис. 78) являются вместе с тем графиками распределения для электрического поля в отрезке с разомкнутыми концами.

Несколько более глубокое различие существует между картинами распределения амплитуд гармоник электрического и магнитного полей импульсов в отрезках линий с одинаковыми и различными условиями на концах. В этом случае, как мы видели, на замкнутом конце амплитуда первой гармоники магнитного поля достигает максимума, а на разомкнутом конце, наоборот, амплитуда первой гармоники магнитного поля равна нулю. Этому соответствует распределение амплитуд первой гармоники магнитного поля по

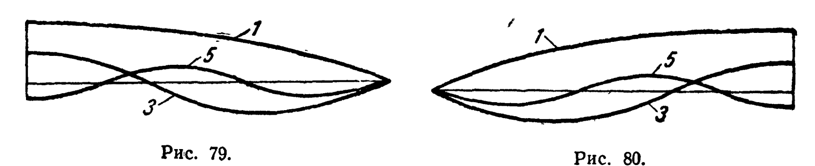


Рис. 79. Рис. 80.

косинусоиде, причем на всем отрезке линии укладывается четверть косинусоиды (рис. 79) — замкнут левый конец. Так как расположение максимума и нуля первой гармоники электрического поля должно быть обратным (нуль на замкнутом конце и максимум на разомкнутом), то, значит, амплитуда распределена по синусоиде и на всей длине отрезка линии укладывается четверть синусоиды (рис. 80) — замкнут левый конец.

В распределении гармоник выше первой должна существовать та же закономерность, которую мы уже обнаружили раньше; в распределении *n*-й гармоники должно *n* раз повторяться распределение первой гармоники. Однако при этом должно соблюдаться и другое

требование: амплитуда всякой гармоники электрического поля должна обращаться в нуль на короткозамкнутом конце отрезка и принимать максимальное значение на разомкнутом; наоборот, амплитуда всякой гармоники магнитного поля должна достигать максимального значения на короткозамкнутом конце отрезка и обращаться в нуль на разомкнутом.

Требование это вытекает из того, что на короткозамкнутом конце линии электрическое поле импульса должно быть равно нулю, а магнитное достигать максимума, а на разомкнутом электрическое достигать максимума, а магнитное обращаться в нуль. В случае одинаковых условий на концах это требование выполняется «автоматически» для любой гармоники, если распределение повторяется целое число раз, так как и половина синусоиды, и половина косинусоиды имеют на концах одинаковые значения (синусоида — нулевые, а косинусоида — максимальные) и поэтому при повторении целое число раз половины синусоиды или половины косинусоиды значения амплитуд в начале и конце отрезка линии всегда окажутся одинаковыми.

Но не так обстоит дело с четвертью синусоиды или косинусоиды, так как значения амплитуд на их концах не одинаковы, а различны (на одном — нулевое, а на другом — максимальное). Если же четверть синусоиды или косинусоиды повторится на отрезке линии четное число раз, то значения амплитуд на обоих концах отрезка окажутся не различными, а одинаковыми. Только если четверть синусоиды или косинусоиды повторится на отрезке линии нечетное число раз, то значения амплитуд окажутся на обоих концах различными. Отсюда следует, что на отрезке линии с различными условиями на концах должно укладываться нечетное число четвертей синусоид, а значит, в спектрах электрического (рис. 80) и магнитного (рис. 79) полей импульсов могут содержаться только нечетные гармоники. Четные гармоники не удовлетворяют условиям на концах отрезка линии, один конец которого замкнут накоротко, а другой разомкнут, и поэтому в отрезке линии существовать не могут.

Мы рассмотрели все типы распределения амплитуд гармоник электрического и магнитного полей импульса, которые могут встречаться в отрезках линий при различных комбинациях короткозамкнутых и разомкнутых концов отрезков. Общая черта этого распределения амплитуд гармоник состоит в следующем: распределение амплитуд для любой гармоники в любом случае таково, что не менее чем в одном сечении отрезка (включая и его крайние сечения) амплитуда гармоники достигает максимума и не менее чем в одном (каком-то другом) сечении она падает до нуля. Гармонические колебания с таким характерным распределением амплитуд колебаний вдоль отрезка линии (или вообще вдоль электрической цепи, в которой они происходят) называются *стоячими волнами*.

Таким образом, однократный электромагнитный импульс, «бегающий» туда и обратно вдоль отрезка линии, представляет собой совокупность стоячих волн с кратными частотами. Подчеркнем, что мы говорили «представляет собой совокупность...», а не «превращается в совокупность...», чтобы не создалось впечатления, что импульс исчез, а вместо него появилась совокупность стоячих волн. Все время, пока по отрезку линии «бегает» импульс, в отрезке линии существует совокупность стоячих волн.

Однако неправильным было бы и представление, что это два явления, существующие одновременно. Нужно ясно себе представлять, что «бегающий импульс» и совокупность стоячих волн — одно и то же явление, но рассматриваемое с разных сторон. Если мы будем следить за тем, как меняется мгновенное значение напряженностей электрического и магнитного полей со временем в том или ином сечении линий, мы обнаружим «бегающий» электромагнитный импульс. Если же мы будем изучать, какие гармонические колебания величин напряженностей электрического и магнитного полей происходят в разных сечениях отрезка линии, то мы обнаружим стоячие волны. При этом частоты, амплитуды и фазы всех стоячих волн окажутся как раз такими, что сумма мгновенных значений напряженностей электрического и магнитного полей всех стоячих волн в каждом сечении отрезка линии будет равна мгновенному значению напряженностей соответственно электрического и магнитного полей «бегающего импульса» в тот же момент и в том же сечении.

Дальнейшее, более детальное рассмотрение стоячих волн будет проведено в следующем параграфе.

23. Движение энергии в стоячей волне

В предшествующем параграфе был рассмотрен прием, позволяющий возбудить в отрезке воображаемой длинной линии (не обладающем потерями) сразу всю совокупность стоячих волн, свойственных этому отрезку линии. Были также выяснены основные характерные черты стоячих волн. Однако для того чтобы изучить свойства стоячих волн более детально, полезно исследовать картину возникновения в отдельности каждой из стоячих волн, свойственных данному отрезку линии. Это не только позволит уточнить и подкрепить выводы, которые были сделаны в предыдущем параграфе, и полнее рассмотреть картину стоячих волн в воображаемом отрезке линии, в котором не происходит потерь энергии, но и облегчит переход к реальному отрезку линии, в котором потери энергии при распространении электромагнитной волны и отражении ее от концов неизбежны. Но начнем мы все же с воображаемого отрезка линии, в котором потери отсутствуют.

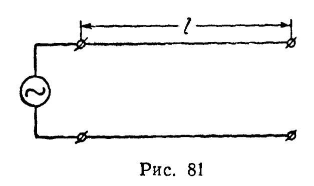


Рис. 81

Прием, который позволяет возбудить в таком отрезке линии только одну отдельную стоячую волну из всей совокупности стоячих волн, свойственных отрезку линии, по идее близок к тому приему, которым мы пользовались в предыдущем параграфе. Но вместо источника, создающего в отрезке линии один короткий электромагнитный импульс, мы включим на короткое время в начало отрезка линии длиной l, конец которой разомкнут (рис. 81), источник гармонической э. д. с. с периодом T (частотой $f=1/T$).

В момент $t=0$ включения источника э. д. с. вдоль линии начнет распространяться электромагнитная волна, причем если отрезок линии окружен воздухом, то длина этой волны будет

$$\lambda = cT = \frac{c}{f}.$$

Подберем частоту э. д. с. так, чтобы половина длины волны укладывалась на длине отрезка линии целое число раз, т. е. чтобы $n\frac{\lambda}{2}=l$, где n — целое число. Распространяясь вдоль отрезка линии, электромагнитная волна отразится от разомкнутого конца (как мы уже знаем, без изменения знака напряженности электрического поля волны) и вернется к началу отрезка. В этот момент отключим источник э. д. с. от начала линии и оставим начало линии разомкнутым. Для этого источник э. д. с. должен оставаться присоединенным к линии в течение промежутка времени $\tau=2l/c$, так как к моменту включения генератора волна должна пройти путь от начала отрезка линии до его конца и обратно. Но мы выбрали T так, чтобы $n\lambda/2=l$. Сопоставив последние два выражения, найдем, что $\tau=n\lambda/c$, и так как $\lambda=cT$,

$$\tau=nT.$$

В течение этого времени от генератора в отрезок линии перейдет «кусок» электромагнитной волны, содержащей n волн. Эти n волн как раз уложатся на «куске» волны, начальная точка которой прошла путь от начала до конца отрезка и обратно.

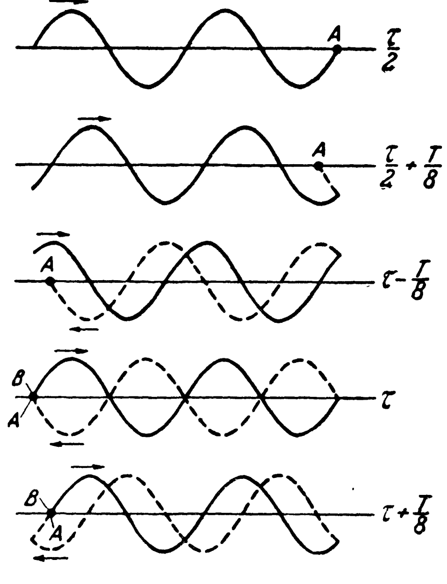


Рис. 82.

Все сказанное иллюстрируется графиками на рис. 82, которые изображают для некоторых моментов, указанных на графиках (прошедших от момента включения источника), мгновенные значения напряженностей электрического поля волны, посылаемой в линию источником э. д. с. и распространяющейся вдоль отрезка линии и обратно ($n=4$, сплошные линии — прямая волна, штриховые — обратная волна, A — начальная и B — конечная точки «куска» волны).

В момент $t=\tau$ генератор будет отключен, но в этот же момент начнется отражение обратной волны от уже разомкнутого начала линии. Так как начальная точка A «куска» волны после отражения от начала отрезка будет иметь те же амплитуду и фазу, что и конечная точка B «куска» волны, то эти две точки волны «сомкнутся» и дальше как угодно долго будет продолжаться движение «замкнутого куска» волны по отрезку линии. Это движение можно себе наглядно представить как движение приводного ремня на двух шкивах, с той, однако, существенной разницей, что две половины приводного ремня движутся в противоположные стороны по раз-

ным путям, а две половины «куска» волны движутся в противоположные стороны по одному и тому же отрезку линии. Электрическое и магнитное поля двух волн, движущихся в противоположных направлениях, накладываются друг на друга, и нам необходимо рассмотреть, что получается в результате наложения этих двух волн.

Предварительно подчеркнем еще раз, что картину, конечно не действительную, а воображаемую (уже по одному тому, что мы не учитываем потерь), как угодно долго продолжающегося движения „замкнутого куска“ волны по отрезку линии в отсутствие источника э. д. с. мы получили, только выполнив два условия: во-первых, подобрав частоту внешней э. д. с. так, чтобы $n\frac{\lambda}{2}=l$, т. е. чтобы $\frac{n\lambda}{c}=\frac{2l}{c}$, или $nT=T_1$, где $T_1=\frac{2l}{c}$, как мы знаем, есть период собственных колебаний в отрезке линии с одинаковыми условиями отражения на концах, и, во-вторых, включив источник э. д. с. на промежуток времени τ_1, равный T_1 (только при этих условиях могли сомкнуться начальная и конечная точки „куска“ электромагнитной волны).

Итак, нам надлежит рассмотреть результат наложения электрического и магнитного полей двух волн одинаковой длины и амплитуды, распространяющихся по отрезку линии в противоположных направлениях. Мгновенное значение суммы напряженностей электрического или магнитного поля двух волн в этом случае зависит только от сдвига фаз между этими волнами в той точке, в которой мы определяем результат наложения полей двух волн.

Проследим за тем, как изменяется сдвиг фаз между прямой и обратной волнами на протяжении отрезка линии. Этот сдвиг фаз определяется тем расстоянием, которое волна проходит от рассматриваемой точки линии до конца ее и обратно, т. е. удвоенным расстоянием ($2x$) от данной точки до конца линии (рис. 83). Таким образом, каждой точке линии соответствует некоторый определенный, не меняющийся во времени сдвиг фаз. Для разных точек линии этот сдвиг фаз различен. В частности, в конце линии он равен нулю.

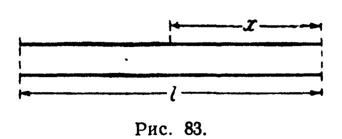


Рис. 83.

Знак напряжения между проводами при отражении от разомкнутого конца линии не меняется. Поэтому электрические поля обеих волн в конце линии совпадают по фазе. Но направление тока при отражении от разомкнутого конца линии меняется на обратное. Поэтому у конца линии меняется на обратное направление магнитного поля (напомним, кстати, что именно вследствие изменения направления только одного из полей волны, в данном случае магнитного, изменяется направление распространения волны, т. е. происходит отражение волны). Значит, помимо сдвига фаз, обусловленного изменением фазы при распространении волны, в магнитном поле волны при отражении от разомкнутого конца возникает дополнительный сдвиг фаз π. Вследствие этого в результате сложения

прямой и обратной волн на конце отрезка линии амплитуды напряженности электрического поля и напряжения между проводами удваиваются по сравнению с амплитудами этих величин у прямой волны, а амплитуда напряженности магнитного поля оказывается равной нулю.

На расстоянии, равном $\lambda/4$, от конца линии разность хода между идущей от источника и отраженной волнами равна $\lambda/2$, так как она равна удвоенному расстоянию от конца линии. Соответственно сдвиги фаз изменяются на π по сравнению с теми значениями, которые они имели в конце линии, т. е. электрические поля обеих волн противоположны по фазе, а магнитные совпадают по фазе. Поэтому на расстоянии $\lambda/2$ от конца линии амплитуда напряженности электрического поля падает до нуля, а амплитуда напряженности магнитного поля и тока в проводах достигает максимума, равного удвоенному значению амплитуды одной волны. На расстоянии еще $\lambda/4$ от этой точки, т. е. на расстоянии $\lambda/2$ от конца линии, снова получатся такие же соотношения между фазами полей, как и на конце линии. Здесь амплитуда напряженности электрического поля опять достигнет максимального (удвоенного) значения, а амплитуда напряженности магнитного поля обратится в нуль. Дальше через расстояния $\lambda/2$ вся картина будет повторяться. Так как на всей длине отрезка линии укладывается целое число полуволн, то у начала линии (которое также разомкнуто) амплитуда напряженности электрического поля достигнет максимума, а амплитуда магнитного поля будет равна нулю.

Точки, в которых амплитуда напряженности электрического или магнитного поля достигает максимума, — это *пучности* соответствующего поля, точки же, в которых амплитуды напряженности спадают до нуля, — это *узлы* соответствующего поля. Точки, в которых амплитуда напряжения между проводами или тока в проводах достигает максимума, — это пучности соответственно напряжения или тока, точки же, в которых амплитуда напряжения между проводами или тока в проводах обращается в нуль, — это узлы соответственно напряжения или тока.

Следовательно, в отрезке длинной линии на разомкнутом конце образуются пучность электрического поля (и напряжения между проводами) и узел магнитного поля (и тока в проводах). То же повторяется через каждые $\lambda/2$. На расстоянии $\lambda/4$ от разомкнутого конца линии образуются узел электрического поля (и напряжения между проводами) и пучность магнитного поля (и тока в проводах). Это же повторяется через каждые $\lambda/4$ от данной точки, т. е. в точках, отстоящих на нечетное число четвертей длины волны от разомкнутого конца линии.

Как следует из известных формул тригонометрии

$$\sin\alpha + \sin\beta = 2\sin\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2}$$

$$\cos\alpha + \cos\beta = 2\cos\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2},$$

сумма двух величин, меняющихся во времени по закону синуса или косинуса с одинаковыми частотой и амплитудой, но разными фазами, например $A\sin(\omega t + \varphi_1)$ и $A\sin(\omega t + \varphi_2)$, или

$A\cos(\omega t+\varphi_1)$ и $A\cos(\omega t+\varphi_2)$, представляет собой произведение двух также синусоидальных или косинусоидальных величин:

$$A\sin(\omega t+\varphi_1)+A\sin(\omega t+\varphi_2)=$$
$$=2A\cos\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{2}\right)\sin\left(\omega t+\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}\right);$$
$$A\cos(\omega t+\varphi_1)+A\cos(\omega t+\varphi_2)=$$
$$=2A\cos\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{2}\right)\cos\left(\omega t+\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}\right).$$

Величины $\sin\left(\omega t+\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}\right)$ и $\cos\left(\omega t+\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}\right)$ изменяются во времени с той же частотой, что и слагаемые величины, а величина $2A\cos\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{2}\right)$ не изменяется со временем, но зависит от разности фаз слагаемых величин. Эта не зависящая от времени величина и представляет собой неизменное распределение амплитуд колебаний вдоль отрезка линии. Там, где $\cos\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{2}\right)$ проходит через значение, равное нулю (т. е. в узлах соответствующего поля), амплитуда $2A\cos\left(\frac{\varphi_1-\varphi_2}{2}\right)$ изменяет знак на обратный, что, как уже указывалось, соответствует изменению фазы колебаний на π.

Отсюда вытекает, что распределение амплитуд колебаний вдоль отрезка линии как для напряженностей результирующих электрического (E) и магнитного (H) полей, так и для напряжений между проводами линии (U) и токов в проводах (I) должно быть либо синусоидальным, либо косинусоидальным. Пучности соответствуют максимальным значениям синуса или косинуса, а узлы — точкам, в которых синус или косинус проходит через нулевые значения (рис. 84). Частота результирующих колебаний электрического и магнитного полей, получающихся при наложении прямой и обратной волн, совпадает с частотой этих волн и, следовательно, равна выбранной частоте источника э. д. с. Так как период T э. д. с. источника должен удовлетворять условию $T=T_1/n$, то частота результирующих колебаний в отрезке линии с разомкнутыми концами $f_n=nf_1$, где $f_1=1/T$, а n — число полуволн, укладывающихся на длине линии. На рис. 84 изображены распределения амплитуд для двух стоячих волн, соответствующих частотам f_1 и f_2 (индексы при буквах соответствуют значениям n).

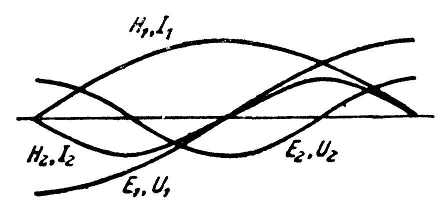


Рис. 84.

Переменное электромагнитное поле с описанным выше неизменным во времени распределением амплитуд вдоль линии — это уже

известная нам стоячая волна. Выбирая различные значения n, мы получим каждый раз одну из стоячих волн, свойственных отрезку линии с разомкнутыми концами.

Рассмотрим теперь условия возникновения стоячей волны в линии, концы которой замкнуты накоротко. Чтобы представить себе наглядно этот случай, замкнем накоротко сначала только конец отрезка линии. К началу линии с момента $t=0$ до момента $t=\tau$ присоединен источник гармонической э. д. с. В момент $t=\tau$ одновременно с выключением источника э. д. с. замкнет накоротко начало отрезка линии. Мы получим ту же картину движения по отрезку линии замкнутого «куска» электромагнитной волны, на котором укладывается n волн.

Однако распределение амплитуд стоячей волны будет несколько иным, чем в отрезке с разомкнутыми концами, так как между замкнутыми накоротко точками линии напряжение равно нулю. А это возможно только в том случае, когда электрическое поле между проводами на конце линии отсутствует. Значит, приходящая к концу отрезка прямая электромагнитная волна должна вызывать на короткозамкнутом конце линии появление электрического поля, равного по напряженности и противоположного по направлению электрическому полю приходящей волны. Только тогда результирующая напряженность поля будет равна нулю.

Так как изменение направления электрического поля волны влечет за собой изменение направления распространения волны на обратное, то пришедшая к короткозамкнутому концу линии электромагнитная волна отражается от него и распространяется в обратном направлении, так же как и в случае разомкнутого конца. Разница заключается, однако, в том, что изменяется на обратное направление электрического поля, а направление магнитного поля остается неизменным. В соответствии с этим распределение пучностей и узлов оказывается обратным по сравнению с разомкнутой линией: на конце короткозамкнутого отрезка линии образуются пучность магнитного поля (пучность тока) и узел электрического поля (узел напряжения). На расстоянии $\lambda/4$ от конца линии образуются первый узел магнитного поля и первая пучность электрического поля. Дальше одинаковые узлы и одинаковые пучности следуют на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга вплоть до начала линии, где располагаются также пучность магнитного поля и узел электрического

Наконец, нам нужно рассмотреть условия возникновения стоячих волн и распределения их амплитуд вдоль отрезка линии с различными условиями отражения на концах. Для определенности положим, что начало линии замкнуто накоротко (как и в предыдущем случае, после того, как отсоединен источник гармонической э. д. с.), а конец линии разомкнут. Вследствие того что при разных условиях отражения на концах направление как электрического, так и магнитного поля изменяется лишь при одном из двух отражений (при отражении либо только от начала, либо только от конца), после двух отражений начало и конец «куска» волны не «сомкнутся», так как фазы их окажутся различными, если на отрезке линии укладывается целое число полуволн.

Это сразу станет видно, если представить себе, что на рис. 82 при отражении от конца отрезка фаза электрического поля волны меняется на обратную (а не остается неизменной, как изображено на рис. 82). Тогда и фаза точки A после второго отражения ока-

жется противоположной фазе точки B, и концы A и B «куска» волны не смогут сомкнуться и не сможет образоваться «замкнутый кусок» волны, две половины которого движутся вдоль отрезка в противоположные стороны.

Но если частоту э. д. с. источника подобрать так, чтобы на длине отрезка укладывалось не целое число полуволн, как в двух предыдущих случаях, а нечетное число четвертей волн, то фазы точек A и B «куска» волны после отражения точки A от начала линии окажутся одинаковыми. В этом можно убедиться при помощи графиков, аналогичных изображенным на рис. 82, но отличающихся от них тем, что, во-первых, у замкнутого накоротко начала отрезка линии изменения знака напряженности электрического поля не происходит и, во-вторых, что на отрезке линии укладываются не три полуволны, а, например, семь четвертей волны. Так как фазы точек A и B совпадают, «кусок» волны «замкнется» и совершенно так же, как в предыдущих случаях, возникнет стоячая волна.

Вместо соотношения $n\frac{\lambda}{2}=l$ для отрезка линии с одинаковыми условиями отражения на концах для отрезка с разными условиями отражения на концах должно выполняться условие

$$(2k+1)\frac{\lambda}{4}=l,$$

где $k=0$, 1, 2, 3..., причем $k=0$ соответствует первая, $k=1$ — третья, $k=2$ — пятая и т. д. гармоники спектра собственных колебаний в отрезке линии с различными условиями отражения на концах.

Подбирая частоту э. д. с. источника так, чтобы удовлетворялось приведенное выше условие, мы будем при каждом значении k получать только одну стоячую волну из всей совокупности стоячих волн, свойственных отрезку линии с различными условиями отражения на концах. Расположение узлов и пучностей для каждой стоячей волны будет несимметричным: у короткозамкнутого начала линии — узел электрического поля и пучность магнитного, у разомкнутого конца — пучность электрического поля и узел магнитного; расстояние между ближайшими одинаковыми узлами или пучностями по-прежнему равно $\lambda/2$.

Мы изучили распределение амплитуд колебаний в стоячей волне. Обратимся теперь к рассмотрению того, как изменяются мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного полей в стоячей волне. Прежде всего из приведенных выше тригонометрических формул видно, что колебания напряженностей электрического и магнитного полей происходят по гармоническому закону.

Что касается фазы колебаний электрического и магнитного полей в стоячей волне, то, как уже отмечалось в предыдущем параграфе, в каждом узле электрического и магнитного полей стоячей волны происходит изменение фазы колебаний напряженностей соответственно электрического и магнитного поля на π.

Чтобы получить полную картину колебаний напряженностей электрического и магнитного полей в стоячей волне, необходимо установить соотношение между фазами колебаний электрического и магнитного полей в каждом сечении отрезка линии. Так как по сказанному выше фазы этих колебаний меняются только в соответствующих узлах, то на участке стоячей волны, ограниченном двумя

смежными разноименными[1] узлами, соотношения между фазами колебаний электрического и магнитного полей данной стоячей волны не могут изменяться. Поэтому мы ограничимся определением соотношения между фазами на одном таком участке. Здесь нам помогут энергетические соображения.

Как уже указывалось, электромагнитная энергия перемещается в пространстве только в виде электромагнитных волн. Поэтому для того чтобы через какую-либо поверхность протекала электромагнитная энергия, на этой поверхности должны существовать переменные электрическое и магнитное поля, связанные между собой так, как во всякой электромагнитной волне. Если на какой-либо поверхности, которую для простоты будем представлять себе плоской, существует такое переменное электромагнитное поле, в котором векторы напряженности электрического и магнитного полей лежат на этой плоской поверхности, то, значит, электромагнитная энергия течет через эту плоскость. Но если хотя бы один из векторов электрический или магнитный на рассматриваемой плоскости всегда равен нулю, то, значит, электромагнитная энергия через эту плоскость не течет.

Вернемся к отрезку стоячей волны между двумя соседними разноименными узлами и представим себе две плоскости, перпендикулярные отрезку линии и пересекающие его в этих узлах. Тогда по сказанному выше ни через одну, ни через другую плоскость электромагнитная энергия течь не может. Значит, в рассматриваемом участке все время должно быть заключено то количество энергии, которое принесла в этот участок распространяющаяся электромагнитная волна, до того как в отрезке линии образовались стоячие волны. Заключенная в рассматриваемом участке стоячей волны энергия распределена в электрическом и магнитном полях этого участка.

Так как напряженность каждого из этих полей во всех сечениях участка колеблется в одинаковой фазе (в пределах участка амплитуда колебаний нигде не изменяет знака), то в какой-то момент времени t_0 электрическое поле на всем участке обращается в нуль. Но при этом общая энергия, заключенная в участке, остается постоянной. Это возможно только в том случае, если вся энергия, которая была связана с электрическим полем, превратится в энергию магнитного поля. В этот момент максимального, т. е. амплитудного, значения достигнет напряженность магнитного поля во всех сечениях рассматриваемого участка.

В течение следующей четверти периода напряженность магнитного поля во всех точках сечения будет уменьшаться, а напряженность электрического поля (которая во всех точках сечения была равна нулю в момент t_0), наоборот, увеличиваться, и к моменту $t_1=t_0+T/4$, где T — период колебаний в стоячей волне, напряженность электрического поля во всех сечениях достигнет амплитудного значения, а напряженность магнитного упадет до нуля. В течение всей этой четверти периода энергия магнитного поля участка будет

[1] «Разноименными узлами» мы будем для краткости называть узлы электрического поля (или напряжения) и узлы магнитного поля (или тока), а «разноименными пучностями» — пучности электрического поля (или напряжения) и пучности магнитного поля (или тока).

превращаться в энергию электрического поля, а в момент t_1, это превращение закончится.

В следующую четверть периода от момента $t_1 = t_0 + T/4$ до момента $t_2 = t_1 + T/4$ будет происходить уменьшение напряженности электрического поля во всех точках участка, увеличение напряженности магнитного поля и обратное превращение энергии электрического поля в энергию магнитного поля. Дальше картина будет полностью повторяться за промежуток времени $T/2$. Моменты, когда напряженность магнитного поля достигает амплитудного значения,

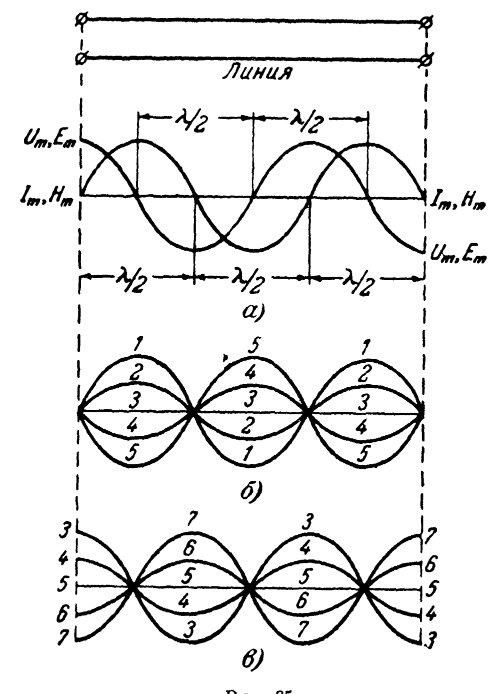


Рис. 85.

от моментов, когда амплитудного значения достигает напряженность электрического поля, разделены промежутками времени $T/4$. Иначе говоря, колебания напряженностей электрического и магнитного полей в каждом участке между двумя разноименными узлами сдвинуты по фазе на $\pi/2$.

Всю описанную картину колебаний в стоячей волне поясняют графики, приведенные на рис. 85 и изображающие распределения амплитуд и мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного полей в отрезке линии с разомкнутыми концами. График на рис. 85,*а* изображает уже известное распределение амплитуд стоячей волны (третья гармоника с периодом $T_3 = T_1/3$), график на рис. 85,*б* — мгновенные значения напряженностей магнитного поля

через промежутки времени $T_3/8$, а график на рис. 85,*в* — мгновенные значения напряженности электрического поля через те же промежутки времени. На рис. 85,*б* и *в* изображены мгновенные значения только за полпериода колебаний, так как затем эти значения повторяются. Цифры указывают последовательность моментов времени, к которым каждая кривая относится. Так как колебания обоих полей сдвинуты по фазе на $\pi/2$, т. е. по времени на $T/4$, то соответственно сдвинуты и моменты времени, для которых изображены мгновенные значения (изображение мгновенных значений за целый период излишне усложнило бы рисунок).

Теперь мы можем сформулировать различие между электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль длинной линии, и стоячими волнами, возникающими в отрезках длинных линий (первые волны в отличие от вторых называют бегущими).

Различия между бегущими и стоячими волнами выступят особенно отчетливо, если мы выберем какие-либо два различных сечения в длинной линии и будем наблюдать изменения во времени напряженностей электрического и магнитного полей бегущей и стоячей волн. В бегущей волне амплитуды напряженностей полей в двух различных сечениях одинаковы (опять в отсутствие потерь), а фазы различны; в стоячей волне амплитуды полей в двух различных сечениях различны, а фазы одинаковы (если между рассматриваемыми сечениями нет узлов; в противном случае фазы могут различаться на π). Кроме того, изменения напряженностей электрического и магнитного полей в каждом сечении в бегущей волне происходят в одинаковой фазе, а в стоячей волне сдвинуты по фазе на $\pi/2$.

Это последнее различие приводит к различной картине движения энергии в бегущей и стоячей волнах. В бегущей волне, вследствие того что направления электрического и магнитного полей изменяются на обратное одновременно, волна распространяется и энергия течет все время в одном направлении. В стоячей волне изменения направлений обоих полей происходят не одновременно, а со сдвигом во времени на четверть периода; вследствие этого изменяется направление течения энергии: четверть периода она течет в одном направлении, а в следующую четверть периода — в обратном.

Легко видеть, что так именно и должно быть. В стоячей волне энергия может перемещаться только в пределах участка, ограниченного двумя разноименными узлами, или, что то же самое, двумя пучностями «обратных» наименований, так как пучность электрического поля совпадает с узлом магнитного и наоборот. Поэтому когда энергия, заключенная в участке стоячей волны, ограниченном с одной стороны узлом электрического поля (и пучностью магнитного), а с другой узлом магнитного (и пучностью электрического), превращается из электрической в магнитную или из магнитной в электрическую, она должна перемещаться в пространстве.

Действительно, поскольку энергия электрического и магнитного полей концентрируется около пучностей этих полей, при превращении ее из магнитной в электрическую непременно должен существовать поток энергии от двух смежных пучностей магнитного поля к расположенной между ними пучности электрического поля; наоборот, при превращении энергии из электрической в магнитную должен существовать поток энергии от двух смежных пучностей электрического поля к лежащей между ними пучности магнитного

поля. Как и «направление», в котором происходит превращение энергии (из электрической в магнитную или обратно), направление, в котором происходит перемещение ее, также должно изменяться каждые четверть периода.

Интересно оценить скорость, с которой происходят эти перемещения энергии в стоячей волне. Когда вся энергия представляет собой электрическую энергию, наибольшая плотность ее приходится на пучность электрического поля. При перемещении энергии к пучности магнитного поля наибольшая плотность должна переместиться в эту пучность. При этом происходит и перераспределение плотности энергии в пространстве. Поэтому в потоке энергии мы не можем выбрать какую-либо определенную фиксированную точку, поскольку вся «конфигурация» перемещающейся энергии изменяется при перемещении.

Поскольку вся картина распределения энергии в пространстве изменяется при перемещении энергии между пучностями понятие скорости движения энергии становится менее определенным. Но все же, если учесть, что плотность энергии пропорциональна квадрату напряженности поля, т. е. плотность энергии гораздо резче возрастает к пучности, чем напряженность поля, то это дает известное основание в качестве фиксированной точки в текущей энергии выбрать точку, в которой плотность энергии наибольшая.

Выбрав эту точку, мы сможем сделать понятие скорости перемещения энергии в стоячей волне вполне определенным. Так как за четверть периода стоячей волны энергия полностью превращается из электрической в магнитную (или в «обратном направлении»), то за это время фиксированная точка максимальной плотности энергии перемещается из одной пучности в соседнюю с нею разноименную пучность, которая лежит на расстоянии $\lambda/4$ от нее. Но если точка проходит за время $T/4$ путь $\lambda/4$, то скорость перемещения ее $\lambda/T=c$. Таким образом, перемещение энергии в стоячей волне, правда определенное несколько условно (но без этой условности обойтись нельзя), оказывается равной скорости распространения бегущей волны.

Прежде чем переходить к дальнейшему изложению, выясним один вопрос, который, возможно, уже давно возник у читателя, но ответ на который еще не был подготовлен. Может показаться непонятным, что две как будто бы различные картины «бегающего» по отрезку линии отдельного электромагнитного импульса и совокупности стоячих волн в отрезке линии оказываются совершенно эквивалентными и отражают одно и то же физическое явление. Ведь в картине стоячих волн нет никаких признаков распространения электромагнитных волн вдоль линии (в частности, самого характерного признака — изменения фазы волны от сечения к сечению). Более того, мы убедились, что в стоячей волне энергия не может течь из одного конца отрезка линии к другому. Между тем ведь «бегающий» импульс переносит всю связанную с ним энергию от одного конца отрезка к другому и обратно.

Чтобы ответить на этот вопрос, нужно учесть следующее: распределение амплитуд в отдельных гармониках стоячих волн таково, что одноименные узлы разных гармоник, вообще говоря, не совпадают. Поэтому когда в отрезке линии возникает совокупность стоячих волн, соответствующих «бегающему» одиночному импульсу, то

на отрезке линии, кроме его концов, не существует таких сечений, в которых амплитуды всех стоячих волн, входящих в совокупность, одновременно были бы равны нулю. Вследствие этого «запрет» перемещения энергии от одного конца линии к другому оказывается недействительным.

В каждом сечении отрезка линии существуют электрическое и магнитное поля, представляющие собой результирующее поле, которое получается при сложении полей всех стоячих волн, и это результирующее поле ни в каком сечении, кроме концов отрезка, не может быть тождественно равно нулю. Поэтому электромагнитная энергия, заключенная для отдельной стоячей волны в участке между двумя разноименными узлами, при наличии одновременно всей совокупности стоячих волн может перетекать из одного такого участка в другой. Так как внутри участка энергия движется со скоростью c и может перетекать из одного участка в другой, то во всяком случае перестает быть непонятным, как могут «бегающий» импульс и совокупность стоячих волн представлять собой одно и то же явление.

24. Вынужденные стоячие волны

До сих пор мы рассматривали воображаемый отрезок линии без потерь и возникающие в этом отрезке линии колебания и стоячие волны. Однако в реальных отрезках линии такие колебания и волны наблюдать нельзя, так как невозможно создать отрезок линии без потерь [1]. Все же рассмотрение этого воображаемого случая позволило понять и наглядно описать такие явления, которые при наличии небольших потерь в отрезке линии не изменяются принципиально, а лишь приобретают новые черты. Поэтому предыдущее рассмотрение существенно облегчает задачу изучения колебаний и стоячих волн в реальных отрезках линий, обладающих потерями.

Итак, мы переходим к рассмотрению колебаний и стоячих волн в отрезках линий, в которых происходят потери энергии как при распространении электромагнитных волн в линии, так и при отражении их от концов линии.

В начало линии включен источник гармонической э. д. с., под действием которой в начале отрезка возникает гармоническая электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль линии и отражающаяся от ее конца. В линии, таким образом, все время существуют бегущие волны, распространяющиеся от начала линии к ее концу (прямая волна) и от конца к началу (обратная волна).

Принимая во внимание потери в линии, нужно учитывать, что амплитуды как прямой бегущей волны, так и обратной бегущей волны постепенно затухают. Поэтому амплитуда прямой волны всегда больше амплитуды обратной волны и эта разница растет по мере удаления от конца линии. Разность между амплитудами прямой и отраженной волн, очевидно, наибольшая в начале линии. Но если амплитуды прямой и отраженной волн различны, то амплитуда результирующей волны в узлах уже не обращается в нуль. Эта

---

[1] Впрочем, явление сверхпроводимости позволяет приблизиться к той картине, которая получается в отсутствие потерь.

амплитуда имеет наибольшую величину (по сравнению с амплитудой во всех других узлах) в первом узле, ближайшем к началу линии, где амплитуды прямой и отраженной волн наиболее сильно различаются.

Отношение амплитуды результирующей волны в первом от начала отрезка узле (где эта амплитуда равна разности амплитуд прямой и обратной волн) к амплитуде результирующей волны в первой пучности (где она равна сумме амплитуд прямой и обратной волн), очевидно, определяется тем общим затуханием, которое испытывает волна на всем пути своего распространения до конца линии и обратно. Чем меньше это затухание, тем больше амплитуда результирующей волны в первой пучности по сравнению с амплитудой результирующей волны в первом узле, расположенном у начала линии.

Рассмотрим теперь, чем определяются амплитуды результирующей волны в начале линии. При этом необходимо учитывать условия отражения от начала линии, в которое включен источник э. д. с. (выше, когда мы в момент возвращения начальной точки A волны отключали источник э. д. с., генератор не влиял на условия отражения в начале линии).

Мы ограничимся двумя предельными случаями, когда внутреннее сопротивление R_i источника э. д. с. очень мало и когда оно очень велико по сравнению с сопротивлением отрезка линии. В первом случае можно пренебречь падением напряжения внутри источника и считать, что амплитуда напряжения в начале линии равна э. д. с. источника E_m. Во втором случае можно пренебречь сопротивлением линии по сравнению с внутренним сопротивлением источника, т. е. считать, что амплитуда тока в начале линии $I_m=E_m/R_i$. Таким образом, для начала линии амплитуда напряжения в первом случае и амплитуда тока во втором, не зависят от свойств линии, а только от свойств источника, т. е. при данном источнике для начала линии напряжение в первом случае и ток во втором мы должны считать заданными.

Вместе с тем внутреннее сопротивление источника э. д. с. определяет, какой именно узел (напряжения или тока) может образоваться в начале линии. Если внутреннее сопротивление источника э. д. с. мало, то в том месте, куда включен источник, т. е. в начале линии, условия отражения волн почти такие же, как на короткозамкнутом конце линии; значит, в начале линии может возникнуть узел напряжения. Если же внутреннее сопротивление источника велико, то условия отражения волн в начале линии почти такие же, как на разомкнутом конце линии, т. е. в начале линии может возникнуть узел тока. При этом, как уже было указано, амплитуда напряжения, в случае если возникнет узел напряжения, равна амплитуде э. д. с. E_m, а амплитуда тока, в случае если возникнет узел тока, равна $I_m=E_m/R_i$.

Выясним, при каком условии амплитуды напряжения или тока в пучностях, в частности в первой пучности, получаются наибольшими. Для этого надо учесть, что амплитуда в узле хотя и не равна нулю, но является наименьшей по сравнению с амплитудами во всех смежных точках между двумя пучностями, так как она равна разности амплитуд прямой и обратной волн. Поэтому если задана какая-то определенная амплитуда в узле, то во всех других точках, в том числе и в пучностях, амплитуда результирующей

волны должна быть наибольшей по сравнению с теми случаями, когда та же самая амплитуда задана не в узле, а в какой-либо другой точке результирующей волны. А так как источник э. д. с. задает амплитуду напряжения или тока в начале линии, то, следовательно, условия получения наибольшей амплитуды напряжения или тока в пучностях таковы: в начале линии должен возникнуть узел напряжения, если внутреннее сопротивление R_i источника э. д. с. мало, и должен возникнуть узел тока, если R_i велико.

С другой стороны, как мы знаем, на конце линии в зависимости от того, разомкнута она или замкнута накоротко, получается соответственно узел тока или узел напряжения. Но одноименные узлы располагаются вдоль отрезка линии на расстоянии $\lambda/2$. Следовательно, если конец линии разомкнут, то, чтобы в начале линии получился узел тока, на длине линии должно укладываться целое число полуволн, или четное число четвертей волн, а чтобы в начале линии получился узел напряжения, на длине линии должно укладываться нечетное число четвертей волн. Наоборот, если конец линии замкнут накоротко, то для получения в начале линии узла тока на длине линии должно укладываться нечетное число четвертей волн, а для получения узла напряжения — четное число четвертей волн.

Имея в виду, что характер отражения волн в начале линии при большом R_i такой же, как на разомкнутом конце, а при малом R_i такой же, как на короткозамкнутом конце, условие получения наибольших амплитуд в пучностях можно сформулировать в общем виде: при одинаковых условиях отражения на двух концах линии на длине ее должно укладываться четное число четвертей волн, а при разных условиях отражения на двух концах линии — нечетное число четвертей волн.

Эти условия полностью совпадают с условиями получения стоячей волны в отрезке линии без потерь, в которой под действием включенного на короткое время источника гармонической э. д. с. возник „замкнутый кусок" гармонической волны. Для выполнения этого условия, как мы видели, должно существовать вполне определенное соотношение между частотой f источника э. д. с. и длиной линии l, а именно: $f_n = nc/2l$, где n — целое число, при одинаковых условиях отражения волн на концах линии и $f_n = \frac{(2k+1)c}{4l}$, где k — целое число, при разных условиях отражения волн на концах линии.

Следовательно, наибольшие амплитуды колебания в пучностях будут получаться при частотах.

$$f_n = \frac{c}{2l}, \frac{c}{l}, \frac{3c}{2l}, \frac{2c}{l} \dots,$$

если условия отражения на обоих концах линии одинаковы, и при частотах

$$f_n = \frac{c}{4l}, \frac{3c}{4l}, \frac{5c}{4l} \dots,$$

если условия отражения на обоих концах линии различны.

Электромагнитные колебания, возникающие в электрической цепи в результате кратковременного внешнего воздействия, назы-

ваются **собственными колебаниями** этой цепи. Вследствие неизбежных потерь энергии во всякой реальной электрической цепи энергия этих колебаний (сообщенная электрической цепи внешним воздействием) постепенно уменьшается и собственные колебания затухают.

Если же в электрическую цепь включен источник непрерывно действующей переменной э. д. с., то в системе устанавливаются незатухающие колебания; потери энергии в цепи пополняются за счет работы источника переменной э. д. с. Такие колебания называются **вынужденными**. Колебания в обладающем потерями отрезке длинной линии, в который включен источник непрерывно действующей гармонической э. д. с., и представляют собой такие вынужденные колебания. По своему характеру они близки к рассматривавшимся раньше стоячим волнам, которые могли бы возникать в отрезке длинной линии, если бы в ней не было потерь.

Однако между стоячими волнами в отрезке линии без потерь и вынужденными колебаниями в отрезке линии, обладающем потерями, есть одно существенное различие. В то время как в первом случае амплитуды напряженностей полей, токов и напряжений в соответствующих узлах падают до нуля, во втором случае амплитуды в узлах падают до некоторого минимального значения, отличного от нуля. Значит, во втором случае возникшие колебания уже не являются стоячими волнами, амплитуды которых распределены вдоль отрезка линии по синусоиде или косинусоиде (минимальные абсолютные значения синуса и косинуса должны были быть равны нулю). Но из распределения амплитуд вынужденных колебаний можно «выделить» распределение амплитуд по закону синуса или косинуса.

Как указывалось выше, амплитуды результирующей волны в узлах убывают от первого узла ко второму, от второго к третьему и т. д., считая от начала к концу отрезка. Представим себе бегущую вдоль линии волну, амплитуда которой по мере распространения вдоль линии убывает так, что в каждом узле она оказывается равной амплитуде результирующей волны в этом узле. Вычтя амплитуду этой бегущей волны из амплитуды результирующей волны, мы получим, очевидно, такое распределение амплитуд, при котором во всех узлах амплитуда будет равна нулю, т. е. стоячую волну в «чистом виде». Следовательно, результирующую волну в отрезке длинной линии с потерями, возникающую под действием гармонической э. д. с., можно рассматривать как результат наложения двух волн — «чистой» стоячей волны и бегущей волны, распространяющейся от начала к концу отрезка с постепенно убывающей амплитудой. При этом амплитуда бегущей волны в начале линии и спадение амплитуды ее от узла к узлу тем больше, чем больше потери энергии в линии.

Энергетическая сторона этой картины совершенно ясна. Чистая стоячая волна, амплитуды которой в узлах спадают до нуля, не несет с собой энергии. Если амплитуда стоячей волны не уменьшается со временем, то общая энергия волны, заключенная в участке линии, ограниченном двумя разноименными узлами, должна оставаться постоянной. С другой стороны, в отрезке линии с потерями за каждый период колебаний рассеивается в виде тепла определенная доля энергии электромагнитного поля. Следовательно, в каждый участок линии между двумя разноименными узлами должна посту-

пать энергия извне. Эту энергию несет с собой распространяющаяся от начала к концу линии бегущая волна, которая доставляет каждому участку стоячей волны, ограниченному двумя соседними разноименными узлами, как раз столько энергии, сколько рассеивается в этом участке.

Таким образом, бегущая волна питает энергией стоячую волну за счет той работы, которую совершает включенный в начало линии источник э. д. с. «Чистая» стоячая волна с неизменяющейся во времени амплитудой, может быть названа вынужденной стоячей волной в отличие от «собственных» стоячих волн, которые могли бы возникать в отрезках длинных линий под действием однократного импульса, если бы в отрезке линии не происходило потерь энергии.

Подчеркнем, что вынужденные стоячие волны в реальном отрезке линии могут существовать только одновременно с бегущей волной, затухающей по мере распространения. Результат наложения этих двух волн мы будем называть результирующей волной.

Возрастание амплитуд в пучностях вынужденной стоячей волны, а значит, и во всех сечениях отрезка длинной линии, кроме узлов, при определенных частотах внешней э. д. с. есть не что иное, как эффект резонанса. Этот эффект в отрезках линий выступает тем резче, чем меньше затухание. Действительно, как мы видели, отношение амплитуды результирующей волны в первой пучности к амплитуде волны в первом узле тем больше, чем меньше затухание линии. А так как амплитуда результирующей волны в первом узле задана источником э. д. с., то рост амплитуды в пучностях при приближении частоты внешней э. д. с. к одной из резонансных частот тем более заметен, чем меньше затухание линии. Так как частоты, при которых достигают максимума амплитуды вынужденной стоячей волны, совпадают с частотами собственных стоячих волн, свойственных данному отрезку линии, значит резонанс должен наступать всякий раз, когда частота гармонической э. д. с., питающей стоячую волну, совпадает с одной из собственных частот, свойственных этому отрезку линии.

Конечно, это верно только в том случае, когда для отрезка линии без потерь, в котором возникали бы собственные стоячие волны, и для отрезка линии с потерями, в котором возникает вынужденная стоячая волна, условия отражения на концах идентичны. Для этого, как указывалось, к началу отрезка линии должен быть присоединен источник э. д. с. с очень большим внутренним сопротивлением, если в первом случае начало отрезка линии было разомкнуто, и источник э. д. с. с очень малым внутренним сопротивлением, если в первом случае начало отрезка линии было замкнуто накоротко. Тогда амплитуды вынужденной стоячей волны достигнут максимума и распределение этих амплитуд вдоль отрезка линии будут тождественным с распределением амплитуды собственной стоячей волны той же частоты.

Отрезку длинной линии, как мы видели, свойственно бесконечное число стоячих волн с различными частотами, кратными наинизшей из частот стоячих волн (т. е. частоте первой гармоники f_1). Следовательно, и резонанс должен был бы наступать на любой из этих частот $f_n = nf_1$, где n — любое целое число, при одинаковых

условиях отражения на концах отрезка или $f_n=(2k+1)f_1$, где k — любое целое число, при различных условиях на концах.

Но вследствие того что по мере повышения частоты потери в отрезке длинной линии неизбежно возрастают, на высоких частотах, когда на длине отрезка укладывается очень большое число длин волн, затухание в отрезке линии оказывается столь большим, что амплитуда бегущей волны в начале отрезка оказывается гораздо большей, чем амплитуды стоячей волны. Амплитуды в соседних узлах и пучностях результирующей волны мало отличаются друг от друга, и явление резонанса оказывается слабо выраженным, а на еще более коротких волнах и вовсе незаметным. Наоборот, на низких частотах, когда потери малы и если на отрезке линии укладывается лишь небольшое число четвертей длины волны, затухание в отрезках линий не играет заметной роли, и резонансные эффекты резко выражены. Поэтому практически резонанс в длинных линиях можно наблюдать не при сколь угодно большом n, а при n, не превышающем некоторого определенного (в некоторых случаях достаточно большого) значения.

Рассмотрим теперь энергетическую сторону резонансных явлений в отрезке длинной линии. Работа, совершаемая источником э. д. с., идет главным образом на пополнение потерь в вынужденной стоячей волне. С другой стороны, чем больше амплитуды вынужденной стоячей волны, тем больше потери энергии в ней. Поэтому резонанс должен наступать при условиях, которые обеспечивают поступление наибольшей энергии из источника э. д. с. в отрезок линии.

С точки зрения фазовых соотношений наилучшие условия поступления энергии из источника наступают в том случае, когда сдвиг фаз φ между э. д. с. источника и током в той точке, к которой присоединен источник, равен нулю. Мощность, отдаваемая источником э. д. с., равна $1/2\,E_m I_m \cos\varphi$, где E_m — амплитуда э. д. с. источника, а I_m — амплитуда тока в точке, в которую включен источник.

Можно показать, что в случае резонанса и при внутреннем сопротивлении R_i источника либо равном нулю, либо бесконечно большом, всегда соблюдается равенство фаз между э. д. с. источника и током в той точке цепи, в которую этот источник включен. Воспользовавшись этим результатом, мы должны считать, что $\cos\varphi=1$ и рассмотреть только условия, когда величина $E_m I_m$ достигает максимума, опять-таки для двух крайних случаев: когда внутреннее сопротивление R_i источника э. д. с. очень мало и когда оно очень велико.

Как мы видели выше, в первом случае источник э. д. с. задает в той точке линии, в которую он включен, напряжение $U=E_m$ между проводами линии, а ток, даваемый источником, зависит от того, в какую точку линии включен источник э. д. с. Ясно, что мощность $^1/_2\,E_m I_m$ будет наибольшей, когда при заданном E_m будет наибольшим I_m. Следовательно, чтобы получить наиболее благоприятные условия для передачи энергии источником э. д. с. в отрезок линии, источник э. д. с., обладающий малым внутренним сопротивлением, должен быть включен в точку линии, где I_m имеет наибольшую величину, т. е. в пучность тока, с которой совпадает узел напряжения.

В другом случае, когда R_i источника э. д. с. очень велико,

источник задает в той точке линии, в которую он включен, ток $I_m = E_m/R_i$, а напряжение U_m на зажимах источника зависит от того, в какую точку линии он включен. Мощность $^1/_2\, U_m I_m$ будет наибольшей, когда при заданном I_m будет наибольшим U_m. Следовательно, чтобы получить наиболее благоприятные условия для передачи энергии в отрезок линии, источник э. д. с., обладающий большим внутренним сопротивлением, должен быть включен в точку линии, где U_m имеет наибольшее значение, т. е. в пучность напряжения, с которой совпадает узел тока. Это те же самые результаты, к которым мы пришли выше, когда рассматривали наступление резонанса, исходя из условий на концах линии.

Мы рассматривали до сих пор явления резонанса в отрезке линии, конец которой разомкнут или замкнут накоротко. В этом случае резонанс наступает при определенных частотах, значения которых связаны с длиной линии. Поэтому для получения резонанса нужно изменять либо частоту внешней э. д. с., либо длину линии. Иная картина получится, если в конец линии включено то или иное реактивное сопротивление (индуктивность или емкость), величину которого можно менять в известных пределах. Изменяя величину этого реактивного сопротивления, можно в некоторых пределах изменять частоты собственных колебаний отрезка линии так, чтобы одна из этих частот совпала с неизменной частотой внешней э. д. с. Тогда будет достигнут резонанс без изменения длины линии и частоты внешней э. д. с.

Чтобы было понятно, почему изменение величины реактивного сопротивления, включенного в конец отрезка линии, изменяет частоты, на которых наступает резонанс, нужно рассмотреть отражение волн от конца линии, замкнутого на индуктивное или емкостное сопротивление. Прежде всего, так как в реактивном сопротивлении энергия не рассеивается, а только накапливается, а затем возвращается в линию, то если бы в самой линии не происходило потерь при распространении, в ней не должно было бы существовать постоянного потока энергии от источника к концу линии. Значит, на конце линии должна возникать отраженная волна, которая несет обратно всю энергию, приносимую приходящей волной, а для этого амплитуда отраженной волны должна быть равна амплитуде волны, приходящей от источника. При этом в узлах амплитуды будут падать до нуля, т. е. в отрезке установится «чистая» стоячая волна.

В отношении амплитуды отраженной волны все происходит так же, как в линии, конец которой разомкнут или замкнут накоротко. Но фаза отраженной волны в случае реактивного сопротивления будет иной, нежели в случае разомкнутого или короткозамкнутого конца. В последних случаях амплитуда тока или амплитуда напряжения равна нулю на конце линии, а следовательно, соответственно либо электрическое, либо магнитное поле отраженной волны противоположно по фазе такому же полю приходящей волны.

В случае же реактивного сопротивления на конце как амплитуда напряжения, так и амплитуда тока на конце линии отличны от нуля. Отношение этих амплитуд определяется величиной реактивного сопротивления. Чтобы на конце линии получилось требуемое соотношение между амплитудами напряжения и тока, приходящая и отраженная волны должны быть определенным образом сдвинуты по фазе, причем этот сдвиг фаз отличен от π. На конце линии, в которой включено реактивное сопротивление, не может получиться ни

узла напряжения, ни узла тока, а получится некоторая промежуточная точка стоячей волны (рис. 86). Расстояние d от нее до ближайшего узла (или пучности) зависит от сдвига фаз между приходящей и отраженной волнами на конце линии. Сдвиг фаз между приходящей и отраженной волнами меняется по мере удаления от конца линии за счет разности хода, равной удвоенному расстоянию от конца линии до рассматриваемой точки.

В тех точках линии, где сумма сдвига фаз, возникающего при отражении от реактивного сопротивления, и сдвига фаз, обусловленного разностью хода, станет равной π (или нулю), образуется первый узел (или пучность). Дальше, как и в случае разомкнутой или короткозамкнутой на конце линии, одноименные узлы и пуч-

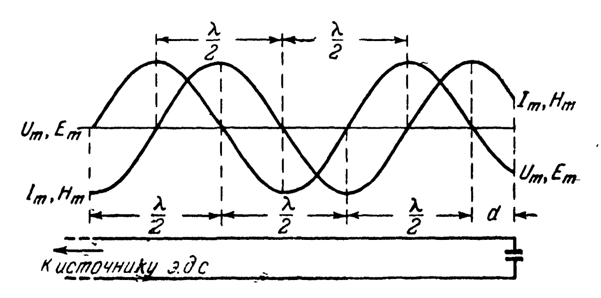


Рис. 86.

ности располагаются на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга. А так как сдвиг фаз, возникающих при отражении от реактивного сопротивления в конце линии зависит от характера и величины сопротивления, то при изменении емкости или индуктивности сдвиг фаз, а значит, и положение первого от конца узла (или пучности) на линии меняются. Следовательно, изменяется и расстояние между первым от конца узлом и началом линии. Но ведь именно на этом расстоянии должно укладываться целое число четвертей волн (четное или нечетное в зависимости от условий отражения в начале линии), для того чтобы в линии наблюдался резонанс. Таким образом, изменение величины реактивного сопротивления, включенного в конец линии, так же как изменение длины линии, позволяет получить резонанс в отрезке длинной линии при фиксированной частоте внешней э. д. с.

Описанные выше явления возникновения стоячих волн и резонанса характерны не только для двухпроводных, но и для однопроводных линий. Как было уже отмечено (см. § 10), наличие двух проводов у линии приводит к тому, что электрическое и магнитное поля оказываются сосредоточенными в пространстве между проводами, вследствие чего электромагнитная волна распространяется вдоль линии. Двухпроводные линии, их комбинации и видоизменения применяются для передачи электромагнитной энергии вдоль проводов, но это значит, что они почти не излучают электромагнитных волн в других направлениях (ясно, что те же причины, которые заставляют электромагнитную волну распространяться только в одном направлении — вдоль линии, препятствуют излучению ее в дру-

гих направлениях). Поэтому в качестве передающих и приемных антенн, служащих для излучения и приема электромагнитных волн, чаще всего применяются однопроводные линии, в простейшем случае — диполи, т. е. два отрезка однопроводной линии, являющиеся продолжением один другого и симметрично расположенные относительно двухпроводной линии, к которой они присоединяются. Явления возникновения стоячих волн и резонанса в таких однопроводных линиях имеют важное значение для радиотехники.

Чтобы рассмотреть эти явления, нужно сопоставить свойства двухпроводной и однопроводной линий (в обоих случаях окруженных воздухом). Переход от двухпроводной линии к однопроводной

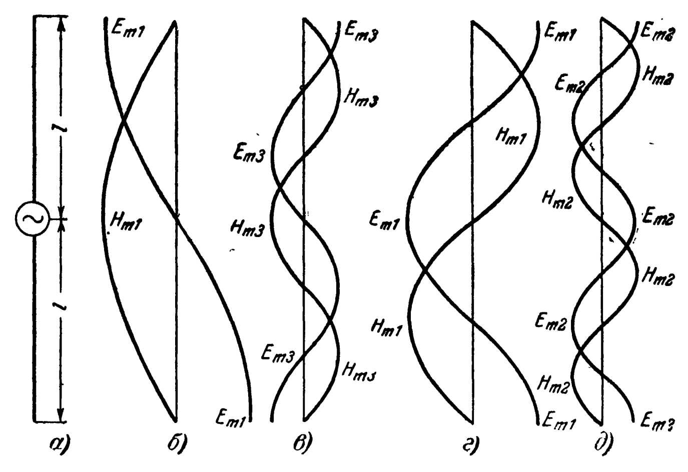


Рис. 87.

можно представить себе следующим образом. Если взять отрезок двухпроводной линии, у которой начало подключено к источнику э. д. с., а конец разомкнут, и развернуть провода линии так, чтобы они стали продолжением один другого (рис. 87,*а*), то получится симметричная однопроводная линия — симметричный диполь. Обычно с такими симметричными диполями или линиями, которые сводятся к симметричным диполям, приходится встречаться на практике. Сильное излучение электромагнитных волн однопроводной линией скажется в том, что затухание в линии заметно возрастет (вследствие увеличения потерь на излучение), однако не настолько, чтобы явления возникновения стоячих волн и резонанса исчезли, так как в качестве антенн применяются короткие однопроводные линии. Как и в случае двухпроводной линии, вдоль однопроводной линии распространяется бегущая электромагнитная волна. Скорость распространения этой волны определяется, как и для двухпроводной линии, свойствами окружающего пространства, т. е. для однопроводной линии в воздухе скорость составляет около 300 000 *км/сек.*

На концах линии электромагнитная волна отражается, вследствие чего в однопроводной линии образуются стоячие волны; при

этом на концах линии, как и на концах разомкнутой двухпроводной линии, возникнут узлы тока и пучности напряжения. На расстоянии $\lambda/4$ от концов линии возникнут пучности тока и узлы напряжения, а затем через $\lambda/2$ одноименные узлы и пучности будут повторяться. Однако вследствие значительного затухания в однопроводной линии амплитуды в узлах тока и напряжения даже близко к концам линии заметно отличаются от нуля и по мере удаления от концов линии различие между амплитудами в узлах и пучностями становится все менее заметным. Иначе говоря, отчетливая картина стоячих волн наблюдается в однопроводных линиях только на участках, на которых укладывается лишь несколько длин волн, в то время как в хороших двухпроводных линиях можно отчетливо наблюдать стоячие волны на участках, на которых укладываются сотни волн.

Так же как в разомкнутой двухпроводной линии, в симметричной однопроводной линии амплитуды стоячих волн, т. е. амплитуды в пучностях напряжения и тока, достигают наибольших значений при определенных частотах внешней э. д. с., для которых в средней точке линии должен получиться узел напряжения (и пучность тока), если внутреннее сопротивление источника мало и, наоборот, узел тока (и пучность напряжения), если внутреннее сопротивление источника велико. Поскольку на концах линии всегда возникают узлы тока и пучности напряжения, для наступления резонанса вдоль половины длины линии от ее середины до конца в случае малого внутреннего сопротивления источника э. д. с. должно укладываться нечетное число $\lambda/4$, а на всей длине линии — нечетное число $\lambda/2$. В случае же большого внутреннего сопротивления источника при резонансе вдоль расстояния от середины до конца линии должно укладываться четное число $\lambda/4$, т. е. на всей длине линии — четное число полуволн.

Иначе говоря, резонанс в однопроводной симметричной линии с общей длиной $2l$ возникает на частотах

$$f = \frac{c}{4l}, \frac{3c}{4l}, \frac{5c}{4l} \ldots,$$

или на длинах волн

$$\lambda = 4l, \frac{4l}{3}, \frac{4l}{5} \ldots,$$

если внутреннее сопротивление источника э. д. с. мало, и на частотах

$$f = \frac{c}{2l}, \frac{c}{l}, \frac{3c}{l} \ldots,$$

или на длинах волн

$$\lambda = 2l, l, \frac{2l}{3} \ldots,$$

если внутреннее сопротивление источника э. д. с. велико.

Распределение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей в стоячей волне для четырех из всех случаев, охватываемых приведенными формулами, изображено на рис. 87: в случае малого внутреннего сопротивления источника э. д. с. — для основного колебания (рис. 87,*б*) и третьей гармоники (рис. 87,*в*),

в случае большого внутреннего сопротивления источника — для основного колебания (рис. 87,*г*) и второй гармоники (рис. 87,*д*).

Явления резонанса возникают в однопроводной линии не только в том случае, когда в линию включен источник э. д. с. соответствующей частоты, но и в том случае, когда однопроводная линия находится в переменном поле электромагнитной волны, т. е. работает в качестве приемной антенны. Отличие этого случая от первого состоит лишь в том, что электрическое поле волны, направленное вдоль линии (или составляющая поля в этом направлении), действует на все участки линии, т. е. э. д. с., возбуждающая колебания в линии, не сосредоточена в одной точке линии, а распределена вдоль всей линии. Как и в случае э. д. с., сосредоточенной в одной точке линии, если частота падающей волны совпадает с одной из собственных частот линии, то приходящая волна может возбудить

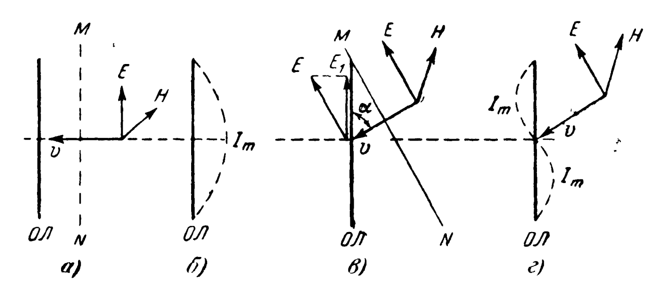


Рис. 88.

в линии интенсивные вынужденные колебания и в ней установится стоячая волна с таким же распределением узлов и пучностей, как у того собственного колебания, к частоте которого близка частота приходящей волны.

Однако в отличие от случая э. д. с., сосредоточенной в одной точке, в рассматриваемом случае требуется учитывать, в какой фазе действует поле волны на разных участках линии. В простейшем случае, когда электромагнитная волна распространяется в направлении, перпендикулярном однопроводной линии *ОЛ* (рис. 88,*а*), ее электрическое поле действует в одинаковой фазе на всех участках линии, так как последняя лежит в плоскости, совпадающей с фронтом волны *MN*, т. е. с плоскостью, во всех точках которой фаза электрического поля (и фаза магнитного поля) одна и та же. Если при этом частота волны совпадает с частотой основного собственного колебания в линии, то должна возникнуть стоячая волна с узлами тока на концах и пучностью тока в середине (рис. 88,*б*) и изменения тока во всей линии будут происходить в одинаковой фазе. Поэтому для всех участков линии может быть соблюдено условие, что фаза действующей на данном участке линии э. д. с., создаваемой полем приходящей волны, совпадает с фазой тока в этом участке линии (так как и у э. д. с., и у тока фазы одинаковы вдоль всей линии). При этом условии в линии возникает стоячая волна большой амплитуды и линия извлекает больше всего энергии из поля приходящей волны.

Если же падающая волна приходит не под прямым углом к однопроводной линии *ОЛ*, а наклонно (рис. 88,*в*), то фаза волны, а значит, и фаза возбуждаемой ею э. д. с. в разных точках линии различны, вследствие того что фронт волны *MN* достигает разных участков линии в разные моменты времени. Условия возбуждения стоячей волны будут менее благоприятными, чем в случае прихода ее под прямым углом. К тому же и действует вдоль линии не вся напряженность электрического поля приходящей волны *E*, а лишь составляющая ее E_1. Вследствие этих двух причин амплитуда возбуждаемой в линии стоячей волны будет меньше, чем в случае падения ее под прямым углом, и линия будет извлекать из поля приходящей волны меньше энергии. Обе указанные причины действуют тем сильнее, чем острее угол α между направлением распространения волны и линией, и тем меньше будет амплитуда стоячей волны в линии, возникающей под действием приходящей волны.

Когда частота приходящей волны совпадает не с основной частотой собственных колебаний в линии, а с одной из гармоник, то вдоль длины линии должна установиться стоячая волна, на которой укладывается не одна, а несколько полуволн, например для второй гармоники — две полуволны (рис. 88,*г*). Но в двух соседних полуволнах, как мы знаем, токи находятся в противофазе; если волна приходит под прямым углом к линии, то фаза э. д. с., создаваемой полем волны, во всех участках линии одна и та же, и в таком случае не может быть соблюдено условие, чтобы э. д. с. и ток совпадали по фазе во всех участках линии. Если бы на участке одной полуволны эти фазы совпадали, то на участке другой полуволны они были бы противоположными, т. е. первая половина линии получала бы энергию от приходящей волны, а вторая половина линии столько же энергии отдавала бы волне. При таких условиях приходящая волна не возбудит стоячей волны в линии. Но обусловленный наклонным падением волны сдвиг фаз между э. д. с. в разных участках линии частично компенсирует сдвиги фаз между э. д. с. и током в двух полуволнах и возбуждение второй гармоники становится возможным.

Выше была рассмотрена картина вынужденных стоячих волн, устанавливающихся в отрезке длинной линии при наличии непрерывно действующей внешней гармонической э. д. с. Однако в момент включения э. д. с., которое действует на линию как толчок, нарушающий электрическое равновесие в линии, в последней возникают также и собственные колебания. Накладываясь на вынужденные колебания в линии, они существенно изменяют рассмотренную картину. Но так как собственные колебания в реальной линии с потерями неизбежно затухают, то после того как они практически затухнут, в отрезке линии останутся только рассмотренные выше вынужденные стоячие волны.

Процесс установления вынужденных стоячих волн в отрезке линии длится, следовательно, до тех пор, пока не затухнут возникшие в момент включения внешней э. д. с. собственные колебания в линии. Принципиально картина установления вынужденных стоячих волн аналогична картине установления вынужденных колебаний в колебательном контуре. Картина же установления вынужденных колебаний в контуре несравненно проще, чем картина установления вынужденных стоячих волн, и последующее знакомство с первой поможет яснее представить себе вторую.

25. Собственные колебания в искусственных линиях

Выше мы рассматривали собственные и вынужденные колебания в отрезках длинных линий, свойства которых одинаковы во всех сечениях линии; такие линии называются однородными. Основные свойства, которые определяют скорость распространения электромагнитных волн в однородной линии (а вместе с тем, как мы убедились, и частоты собственных колебаний в отрезках линий), — это индуктивность и емкость линии. Поскольку линия однородна, каждый из малых одинаковых элементов линии, на которые мы можем мысленно разделить отрезок ее, обладает одинаковыми индуктивностью и емкостью.

Индуктивность и емкость каждого элемента линии, длина которого равна единице, соответственно равны:

$$L_1 = \frac{L}{l}; \quad C_1 = \frac{C}{l},$$

где L — общая индуктивность и C — общая емкость всего отрезка линии, а l — длина всего отрезка линии.

Конечно, длину элемента мы можем выбрать равной и 1 *см*, и 1 *м*, и любой другой единице длины. Соответственно мы получим L в генри на сантиметр, C — в фарадах на сантиметр, или генри на метр и фарадах на метр и т. д.

Представим себе теперь, что индуктивность и емкость, которыми обладает единичный элемент линии, не распределены по всему элементу, а сосредоточены соответственно в катушках, общая индуктивность которых равна L, и конденсаторах, общая емкость которых равна C. Расположить эти катушки и конденсаторы, индуктивность и емкость которых равны индуктивности и емкости единичного элемента линии, следует таким образом, чтобы подключение катушек и конденсаторов, в которых сосредоточены индуктивность и емкость соседнего элемента линии, не изменяло свойств линии в местах соединения элементов. Значит, отдельные ячейки, соответствующие одному единичному элементу линии, должны быть составлены из катушек и конденсаторов таким образом, чтобы эти ячейки можно было присоединять друг к другу, не изменяя при этом структуры ячеек и величин входящих в ячейки индуктивностей и емкостей.

Кроме того, во всяком отрезке линии, в том числе и в отдельном элементе, могут происходить электромагнитные колебания, т. е. протекать электрические токи. Следовательно, в ячейке, изображающей элемент линии, катушки и конденсаторы должны быть расположены так, чтобы они образовали замкнутый контур, в котором могут протекать переменные токи. Действительно, в элементе линии колебания, а значит, и токи в проводах линии могут существовать потому, что во всех сечениях между проводами линии существует взаимная емкость. В ячейке, изображающей единичный элемент линии, мы представляем себе емкость сосредоточенной в конденсаторах. Но сосредоточив емкость в конденсаторах, мы должны включить эти конденсаторы так, чтобы они замыкали контур, по которому могут протекать переменные токи.

Учтя все сказанное, мы должны составить ячейку из конденсаторов и катушек и выбрать величины индуктивностей отдельных катушек и емкостей отдельных конденсаторов так, как указано на рис. 89. Каждая такая ячейка обладает общей индуктивностью L_1 и общей

емкостью C_1, так как индуктивности последовательно включенных катушек, магнитные поля которых не накладываются друг на друга, и емкости параллельно включенных конденсаторов складываются (см. § 8 и 14). Их можно «повторять» (рис. 90), т. е. присоединять одну ячейку за другой, ничего не изменяя в структуре отдельной

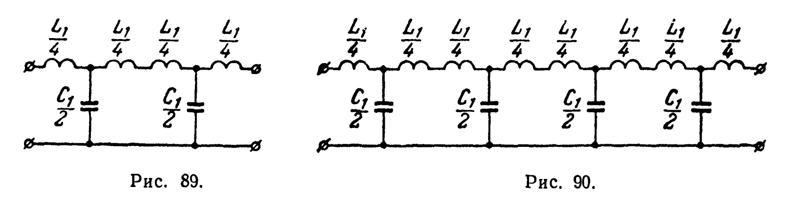


Рис. 89. Рис. 90.

ячейки и величинах индуктивностей отдельных катушек и емкостей отдельных конденсаторов, образующих ячейку.

Наконец, каждая из ячеек содержит замкнутый контур, по которому могут протекать переменные токи. «Хвосты» в виде отдельных катушек с индуктивностью $L_1/4$ никак не влияют на контур, поскольку они разомкнуты и в них не могут возникать электрические токи. Но эти «хвосты» необходимы для того, чтобы увеличивать число замкнутых контуров на единицу, для чего нужно присоединять половину ячейки (рис. 91). Если бы эти хвосты отсутствовали и емкости двух ячеек присоединились непосредственно друг к другу, то мы получили бы в месте соединения ячеек емкость, вдвое бо́льшую, чем на свободном конце ячейки. Между тем при соединении двух элементов длинной линии, из которых один вдвое короче другого, не должно получаться такой картины.

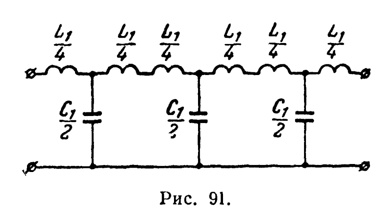


Рис. 91.

Поскольку ячейка, изображенная на рис. 89, удачнее всего «подражает» элементу длинной линии, мы будем пользоваться именно

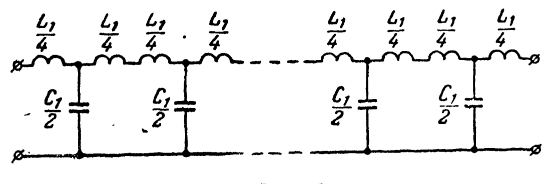


Рис. 92.

такими ячейками (если бы мы пользовались ячейками другой структуры, то могли бы несколько измениться те количественные результаты, к которым мы ниже придем; однако все принципиальные выводы, которые будут сделаны, остались бы в силе).

«Повторяя» в большом числе одну ячейку, мы получим электрическую цепь, которая называется **искусственной линией** (рис. 92). Легко видеть, что вследствие наличия «хвостов» у крайних

ячеек в n ячейках содержится не $2n$, а $2n-1$ замкнутых контуров. Происхождение названия «искусственная линия» связано с тем, что в таких линиях могут происходить явления, сходные с теми, которые протекают в отрезках длинных линий (некоторые из этих явлений будут рассмотрены ниже). Так как число отдельных ячеек этой искусственной линии совпадает с числом элементов n, на которые мы мысленно разделили отрезок линии длиной l, то общая индуктивность и общая емкость этой искусственой линии будут равны общей индуктивности L и общей емкости C отрезка линии, поскольку при последовательном включении катушек и параллельном включении конденсаторов индуктивности и емкости складываются (мы полагаем, что наложение магнитных полей катушек не происходит ни в пределах одной ячейки, ни между катушками, принадлежащими к разным ячейкам).

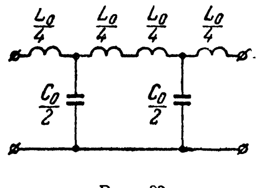


Рис. 93.

Две электрические цепи—отрезок длинной линии и искусственная линия — являются представителями двух различных классов электрических и вообще физических систем. Первая принадлежит к классу систем с распределенными параметрами, или, короче, распределенных систем, а вторая — к классу систем со сосредоточенными параметрами. Названия эти указывают на то, что в первом случае свойства системы и характеризующие их параметры (индуктивность и емкость) распределены непрерывно (хотя и необязательно равномерно) вдоль системы, а во втором случае свойства системы (индуктивность и емкость) сосредоточены в отдельных и при том различных точках линии: индуктивность — в катушках, а емкость— в конденсаторах.

Однако между распределенными системами и системами со сосредоточенными параметрами не существует резкой границы, так что, постепенно изменяя величину параметров распределенной системы, можно непрерывно перейти от распределенной системы к сосредоточенной и обратно.

Рассмотрим непрерывный переход от распределенной системы к системе со сосредоточенными параметрами на конкретном примере перехода от отрезка однородной длинной линии к искусственной линии.

Разделим отрезок линии на большое число элементов малой длины. В один из двух проводов каждого элемента включим четыре катушки с малой общей индуктивностью L_0 (этот провод линии мы для краткости будем называть п р я м ы м, а другой — о б р а т н ы м), а между прямым и обратным проводами после первой и третьей катушек элемента включим два конденсатора общей малой емкости C_0 (рис. 93). При этом, для того чтобы общая индуктивность L и общая емкость C отрезка линии оставались неизменными, нужно, не изменяя числа элементов n, уменьшить длину каждого элемента как раз настолько, чтобы для каждой ячейки общая индуктивность проводов элемента линии вместе с двумя включенными последовательно катушками и общая емкость между отрезками проводов линии вместе с включенными параллельно конденсаторами были соответственно равны L_1 и C_1.

В результате общая индуктивность и емкость отрезка линии останутся неизменными, но распределение индуктивности и емкости вдоль линии окажется неравномерным. В отдельных местах, где включены катушки индуктивности, отрезок линии будет обладать повышенной индуктивностью, а в тех местах, где включены конденсаторы, — повышенной емкостью. По мере увеличения индуктивностей L_0, включаемых в прямой провод, и емкостей C_0, включаемых между проводами, степень неоднородности линии будет все больше и больше возрастать. Вместе с тем, для того чтобы оставались неизменными суммарные индуктивность L_1 и емкость C_1 каждой ячейки, мы должны были бы продолжать уменьшать длину каждого из элементов, чтобы индуктивность и емкость проводов линии, приходящиеся на отдельный элемент отрезка линии, уменьшались на столько же, на сколько мы увеличиваем индуктивности L_1 и емкости C_1, включаемые в линию.

Отсюда ясно, что непрерывный переход от отрезка однородной линии к отрезку неоднородной линии, обладающему теми же емкостью C и индуктивностью L, что и отрезок однородной линии, при неизменном числе элементов линии приводит к неоднородности, при которой индуктивность и емкость, сосредоточенные в катушках и конденсаторах, хотя и могут быть больше остаточных («паразитных») индуктивности и емкости самих проводов линии, не могут превышать индуктивность L_1 и емкость C_1, приходящиеся на каждый элемент исходной однородной линии. Вследствие этого степень неоднородности, возникающей при переходе от однородной линии к неоднородной, оказывается тем большей, чем меньше число элементов, на которое разделен исходный отрезок однородной линии.

Уменьшая число этих элементов (а, значит, и число ячеек искусственной линии, которая получится в результате перехода от отрезка линии), мы можем получить такую высокую степень неоднородности, что индуктивности и емкости включенных в отрезок линии катушек и конденсаторов окажутся гораздо больше, чем «паразитные» индуктивности и емкости соединительных проводов между катушками и конденсаторами неоднородной линии. Тогда можно пренебречь этими последними паразитными индуктивностями и емкостями; в результате этого пренебрежения мы получим «в чистом виде» искусственную линию, в которой индуктивности ячеек сосредоточены только в катушках; а емкости ячеек — только в конденсаторах.

Таким образом, все реальные электрические цепи принадлежат к классу распределенных систем, но различаются степенью неоднородности. Отрезок однородной линии — это «предельно однородная» распределенная система, у которой неоднородность отсутствует. От этого случая можно непрерывно перейти к сильно неоднородной линии, обладающей теми же общей индуктивностью и емкостью, что и исходный отрезок линии, но распределенными вдоль линии настолько неравномерно, что одни участки линии обладают индуктивностью и почти не обладают емкостью, а другие участки обладают емкостью и почти не обладают индуктивностью. Такую предельно неоднородную линию можно представлять себе как искусственную линию, вся индуктивность которой сосредоточена во включенных в линию катушках индуктивности, а вся емкость линии — во включенных в нее конденсаторах.

Следует иметь в виду, что такое представление получается в результате пренебрежения паразитными параметрами линии. Только это пренебрежение позволяет рассматривать искусственную линию как систему со сосредоточенными параметрами. Если паразитными параметрами не пренебрегать, то искусственная линия, как и всякая реальная цепь, будет принадлежать к классу распределенных систем и отличаться от отрезка однородной линии только степенью неоднородности, но отличаться радикально. Эти две системы в отношении степени неоднородности лежат на «противоположных полюсах» класса распределенных систем.

Однако, как это часто бывает, для рассмотрения двух предельных случаев одной и той же системы оказывается целесообразным применять совершенно различные методы. Подход к рассмотрению двух предельных случаев одной и той же системы иногда оказывается настолько различным, что бывает трудно обнаружить их общую природу. Так именно обстоит дело при рассмотрении собственных и вынужденных колебаний, с одной стороны, в отрезке однородной сплошной линии (задачи, которые мы выше рассматривали), а с другой — в искусственной линии (задача, которую нам предстоит рассмотреть).

Дело в том, что картина распространения электромагнитной волны (в виде гармонической волны или однократного импульса), которой мы пользовались выше при рассмотрении «бегающего» импульса и стоячих волн в отрезке однородной линии, сразу очень осложняется, если линия неоднородна. Причина этого станет понятна, если учесть, что в неоднородной линии конфигурация электрического и магнитного полей электромагнитной волны подвергается существенным изменениям из-за наличия неоднородностей в линии и представление о распространении вдоль линии электромагнитного импульса неизменной формы оказывается непригодным. Очень усложняется также картина распространения гармонической электромагнитной волны вдоль искусственной линии. Но распространение электромагнитной волны вдоль линии тесно связано с соответствующими изменениями тока в проводах и напряжения между проводами в каждом сечении линии. Относительно характера токов и напряжений в проводах искусственных линий можно многое сказать, исходя из наглядных соображений. Этим мы и воспользуемся.

Прежде всего посмотрим, какие собственные колебания могут происходить в искусственных линиях (потерями энергии в них мы будем пренебрегать). Как и в случае распределенной линии, колебания в искусственных линиях выражаются в том, что в проводах каждого сечения линии протекают переменные токи и между проводами возникают переменные напряжения. Однако поскольку мы пренебрегли паразитными индуктивностями и емкостями, мы должны считать, что амплитуды токов в проводах линии могут меняться только в точках разветвления, т. е. в точках, к которым присоединены конденсаторы (так как по первому закону Кирхгофа сумма притекающих и утекающих токов в любой точке провода должна быть равна нулю и если в рассматриваемой точке нет разветвления, то ток, притекающий к данной точке, равен току, утекающему от нее).

Рассмотрим сначала собственные колебания, которые могут

возникнуть не во всей искусственной линии, а в одном изолированном контуре, содержащемся в ячейке искусственной линии.

Пытаться исследовать собственные колебания в изолированном контуре, выделенном из искусственной линии, исходя из картины распространения электромагнитного поля в этом контуре, так же безнадежно, как и в искусственной линии, так как и тот, и другая представляют собой предельно неоднородные системы. Поэтому мы пойдем по другому, намеченному выше пути — будем рассматривать ток и напряжение в контуре, возникающие при собственных колебаниях в нем.

Выше были рассмотрены процессы заряда и разряда конденсатора через активное сопротивление, а также процессы установления и исчезновения тока в катушке индуктивности, включенной в цепь, обладающую активным сопротивлением. Все эти процессы происходят монотонно, т. е. величина заряда или тока в течение всего процесса либо только возрастает, либо только убывает. Эта характерная черта процессов установления в указанных случаях связана с тем, что цепи, в которых процессы протекают, обладают, кроме активного сопротивления, либо только емкостью, либо только индуктивностью, т. е. реактивным сопротивлением только какого-либо одного из двух типов.

Совсем по-иному протекают процессы установления в цепях, которые обладают одновременно и емкостью, и индуктивностью, и малым активным сопротивлением. Мы будем полагать, что контуры, выделенные из искусственной линии, совсем не обладают активным сопротивлением, т. е. не обладают потерями. Это значит, что и всю искусственную линию мы считаем линией без потерь, аналогично тому как при рассмотрении отрезка линии мы также считали, что в ней не происходит потерь энергии.

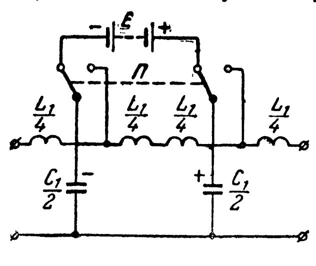


Рис. 94.

Снабдим наш контур переключателем *П*, который может либо замыкать контур, либо включать оба конденсатора $C_1/2$ на батарею, создающую э. д. с. *E* (рис. 94). Два конденсатора, входящие в этот контур, включены последовательно, т. е. обладают общей емкостью $C_1/4$. Включим оба эти последовательно соединенных конденсатора на батарею переключателем *П* (левое положение переключателя); на каждом из конденсаторов установится напряжение $U_1=E/2$, а на концах двух конденсаторов — напряжение $U=E$. Так как через них всегда протекает одинаковый ток, то заряды на обкладках обоих конденсаторов при любом токе будут оставаться одинаковыми по величине, но противоположными по знаку на обкладках, присоединенных к катушкам (в частности, заряды одновременно принимают нулевые и наибольшие значения). Поэтому мы можем рассматривать оба конденсатора, включенных последовательно, как один конденсатор емкостью $C_1/4$.

Заряжая конденсатор, мы сообщаем ему некоторую электрическую энергию, сосредоточенную в электрическом поле конденсатора. Если после этого переключателем *П* отсоединить батарею от

конденсатора, то на обкладках конденсатора останется электрический заряд. Что же произойдет с этим зарядом, если переключателем *П* замкнуть теперь заряженные конденсаторы на катушки индуктивности (правое положение переключателя)?

Если бы в цепи не было катушек индуктивности, то сразу возник бы сильный электрический ток и конденсатор разрядился бы за время, определяемое постоянной времени цепи, т. е. емкостью конденсатора и величиной активного сопротивления. Так как мы предположили, что контур не обладает активным сопротивлением, то мы должны были бы считать, что конденсаторы разрядились мгновенно (постоянная времени цепи была бы равна нулю). Но так как индуктивность контура препятствует мгновенному установлению электрического тока, ток разряда конденсаторов с общей емкостью $C_1/4$ через катушки с общей индуктивностью $L_1/2$ будет возрастать постепенно.

Это возрастание будет продолжаться до тех пор, пока конденсатор полностью не разрядится. Однако в этот момент ток не прекратится, так как индуктивность препятствует мгновенному исчезновению тока в цепи (возникнет э. д. с. в катушке индуктивности, направленная в ту же сторону, в которую течет ток), вследствие чего ток не исчезнет, а будет продолжать течь по цепи в том же направлении. При этом та обкладка, на которой раньше был положительный заряд, заряжается отрицательно, а другая, на которой раньше был отрицательный заряд, заряжается положительно. Благодаря тому, что индуктивность препятствует исчезновению тока, конденсатор заряжается в обратном направлении.

Этот противоположный заряд создает напряжение на обкладках конденсатора, вследствие чего ток в цепи постепенно уменьшается (магнитная энергия снова превращается в электрическую). В конце концов ток прекратится вовсе, а конденсатор окажется заряженным до того же напряжения, что и в начале (потому что вся энергия снова превратилась в электрическую), но только знаки зарядов на обкладках конденсатора будут обратными.

Так как конденсатор опять заряжен, то он снова начнет разряжаться через катушку индуктивности, но при этом ток в цепи будет проходить уже в обратном направлении. По прошествии некоторого времени конденсатор разрядится полностью. Снова вся электрическая энергия превратится в магнитную и ток достигнет наибольшего значения. Но вследствие наличия индуктивности ток в цепи не может прекратиться мгновенно и он, постепенно уменьшаясь, заряжает конденсатор опять зарядом того же знака, что и в начале. В конце концов конденсатор вновь зарядится, а ток прекратится, снова вся энергия превратится в электрическую, и контур вернется к тому же состоянию, в котором он находился в момент, когда был замкнут переключателем *П*. После этого явление будет повторяться снова и снова.

Как видно, в цепи, состоящей из емкости и индуктивности, разряд конденсатора происходит не монотонно, а имеет колебательный характер. В цепи происходят колебания тока и напряжения на обкладках конденсатора. Такие цепи, в которых могут возникать подобные колебания, называют колебательными. Контур, состоящий из емкости и индуктивности, представляет собой простейший колебательный контур.

Одновременно с изменениями тока и напряжения в контуре происходят изменения напряженностей электрического поля между обкладками конденсатора и магнитного поля в катушке индуктивности. В колебательном контуре, индуктивность и емкость которого не зависят от величин напряжения и тока в контуре и не изменяются со временем, ток, напряжение и напряженность электрических и магнитных полей изменялись бы по гармоническому закону (если бы отсутствовали потери). Иначе говоря, в колебательном контуре без потерь и с неизменными по величине емкостью и индуктивностью должны происходить гармонические электромагнитные колебания.

Поскольку в рассматриваемом случае колебания возникли в результате начального толчка (включения заряженного конденсатора на катушку индуктивности) и происходят за счет энергии, накопленной в конденсаторе, они являются собственными колебаниями, свойственными данному колебательному контуру.

Выясним теперь, от чего зависит частота собственных колебаний, возникающих в колебательном контуре. Качественно эту зависимость можно установить при помощи совсем простых соображений. При собственных колебаниях конденсатор контура постепенно разряжается через катушку. Чем больше индуктивность этой катушки, тем медленнее возрастает ток в контуре и тем медленнее происходит разряд конденсатора. Следовательно, чем больше индуктивность контура, тем медленнее происходят колебания в нем, тем меньше частота собственных колебаний. С другой стороны, чем больше емкость конденсатора при данной индуктивности катушки, тем больше пройдет времени, пока он окончательно разрядится, и, следовательно, тем меньше частота собственных колебаний в контуре.

Итак, чем больше емкость и индуктивность колебательного контура, тем меньше частота собственных колебаний в контуре или тем больше период этих колебаний.

Построим графики изменения напряжения и тока в колебательном контуре, составленном из конденсатора емкости C и катушки индуктивности L при собственных колебаниях. Изменения напряжения и тока, как уже указывалось, происходят по гармоническому закону. Примем за начальный момент времени $t=0$ момент, когда заряженный конденсатор замыкается на катушку. Напряжение на конденсаторе U имеет в этот момент наибольшее значение, равное U_m (рис. 95,*а*), а ток I равен нулю (рис. 95,*б*). Затем напряжение на конденсаторе уменьшается, а ток возрастает. Возникший ток I разряжает конденсатор, и если мы считали начальное напряжение U на конденсаторе положительным, то ток, разряжающий положительно заряженный конденсатор, нужно считать отрицательным. Следовательно, начиная с момента $t=0$, обе синусоиды, изображающие изменения U и I, со временем пойдут вниз. Для дальнейшего построения синусоид нужно учесть, что через промежутки времени, равные четверти периода, т. е. при $t=T/4$ и $t=T/2$, наступят соответственно состояния, когда напряжение упадет до нуля, а ток достигнет наибольшего по абсолютной величине отрицательного значения; затем при $t=T/2$ напряжение достигнет наибольшего по абсолютной величине отрицательного значения, а ток станет равным нулю. В следующие полпериода все

значения напряжений и токов будут повторяться по абсолютной величине, но с обратными знаками.

Построив в соответствии с этим синусоиды, изображающие изменения I (рис. 95,*б*) и U (рис. 95,*а*), мы убедимся, что ток в контуре опережает по фазе на $\pi/2$ напряжение на обкладках конденсатора. Такой же сдвиг фаз мы обнаружили между напряжением на конденсаторе и током в цепи в случае, когда конденсатор питается от источника переменной э. д. с. (рис. 35). Это вполне понятно: независимо от того, по какой причине возникло напряжение на конденсаторе, изменение этого напряжения может происходить только за счет того, что к обкладкам конденсатора притекают или от его обкладок утекают электрические заряды.

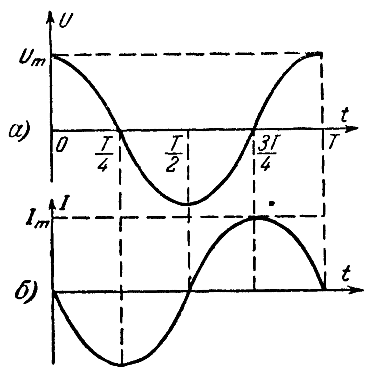


Рис. 95.

Отсюда следует, что между напряжением на конденсаторе и током в нем всегда существует определенная связь. В частности, если напряжение на конденсаторе меняется по гармоническому закону, то сдвиг фаз между напряжением и током и соотношение между их амплитудами будут одними и теми же независимо от причин, вызвавших появление меняющегося по гармоническому закону напряжения на обкладках конденсатора. Поэтому для определения амплитуды тока при собственных колебаниях мы можем воспользоваться тем же соотношением, которым пользовались в § 11, а именно:

$$I_m = \omega C E_L,$$

т. е. определить амплитуду тока I_m в цепи через амплитуду э. д. с. E_L катушки индуктивности и емкостное сопротивление конденсатора $X_C = 1/\omega_0 C$, где ω — угловая частота собственных колебаний в контуре. Но амплитуду тока I_m в цепи мы можем определить через амплитуду напряжения U_m на конденсаторе, рассматривая э. д. с. самоиндукции как «падение напряжения» на включенной последовательно с конденсатором катушке, взятое с обратным знаком (знаки в дальнейшем расчете не играют роли).

Тогда, так как по абсолютной величине $U_m = E_m$,

$$U_m = \omega_0 L I_m, \quad \text{или} \quad I_m = \frac{U_m}{\omega_0 L},$$

где $\omega_0 L$ — индуктивное сопротивление катушки.

Пользуясь этим выражением, мы можем определить ω_0 при помощи следующих соображений. В самом начале первой четверти периода (в момент включения заряженного конденсатора на катушку индуктивностью L) напряжение на конденсаторе равно амплитудному значению U_m; амплитудного значения I_m ток в цепи достигнет через четверть периода после того, как через амплитуд-

ное значение U_m прошло напряжение на конденсаторе. Но за эту четверть периода вся электрическая энергия, накопленная в конденсаторе и равная $CU^2{}_m/2$ (см. § 5), целиком переходит в магнитную энергию катушки $LI^2{}_m/2$ (см. § 10).

Подставив полученное выше выражение I_m через U_m в выражение для энергии магнитного поля катушки и приравняв ее энергии электрического поля конденсатора (на основании только что изложенных соображений), получим:

$$\frac{CU_m^2}{2}=\frac{LU_m^2}{2\omega_0^2L^2},$$

откуда

$$\omega_0^2=\frac{1}{LC}.$$

Это известная формула Томсона. Угловая частота собственных колебаний в колебательном контуре, емкость которого равна C, а индуктивность L,

$$\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ или } T_0=2\pi\sqrt{LC},$$

где T_0 — период собственных колебаний.

Для контура, содержащегося в ячейке искусственной линии, общая индуктивность которого равна $L_1/2$, а общая емкость $C_1/4$, как видно из формулы Томсона, угловая частота собственных колебаний

$$\omega_1=\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{L_1C_1}}.$$

Заметим, кстати, что из сопоставления двух приведенных выше выражений $I_m=\omega_0CE_m$ и $I_m=U_m/\omega_0L$, учитывая, что E_m и U_m по абсолютной величине равны, следует вывод, что $\omega_0L=1/\omega_0C$. Частота собственных колебаний в контуре как раз такова, что индуктивное сопротивление катушки и емкостное сопротивление конденсатора, образующих контур, по абсолютной величине равны между собой.

Поскольку мы рассматриваем колебательный контур без потерь, мы вынуждены ограничиться только тем вопросом, на который можно получить ответ без учета потерь в контуре, т. е. вопрос о частоте колебаний. Вопросы же о затухании собственных колебаний, времени установления вынужденных колебаний в контуре и т. п., для ответа на которые необходимо учитывать активное сопротивление контура, будут рассмотрены позднее. А сейчас мы попытаемся составить представление о том, как увеличение числа ячеек искусственной линии влияет на частоты собственных колебаний линии.

Увеличение числа замкнутых контуров очень усложняет задачу, и поэтому мы ограничимся рассмотрением только двух замкнутых контуров. Для этого к одной ячейке искусственной линии нужно присоединить еще половину ячейки (рис. 91). Два образовавшихся при этом замкнутых колебательных контура имеют общий

элемент (средний конденсатор), входящий в оба контура. Вследствие этого ток, текущий в одном из контуров, изменяет заряд среднего конденсатора и тем самым влияет на ток в другом из контуров; имеет место также и обратное влияние. Такое взаимное влияние процессов, происходящих в двух контурах, называется **связью между контурами**.

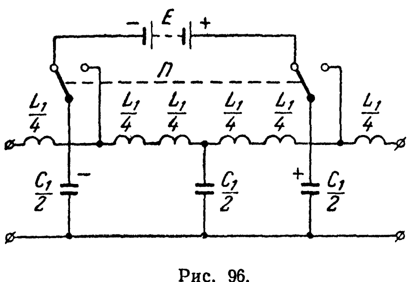


Рис. 96.

Можно показать, что двум связанным контурам свойственны две частоты связанных собственных колебаний, из которых одна лежит выше той частоты, которая свойственна двум несвязанным одинаковым колебательным контурам, а другая лежит ниже этой общей частоты двух не связанных контуров. Мы ограничимся тем, что покажем, как в рассматриваемом конкретном случае возникает более низкая частота связанных колебаний.

Так же как мы это делали в случае одной изолированной ячейки, зарядим при помощи источника э. д. с. и переключателя *П* одинаковыми по величине, но разноименными зарядами два крайних конденсатора, а затем в один и тот же момент включим в линию все три конденсатора — два заряженных и средний незаряженный (рис. 96). Вследствие полной симметрии картины (кроме различия в знаках зарядов) от обоих заряженных конденсаторов к незаряженному через катушки индуктивности должны приходить заряды, противоположные по знаку, но одинаковые по величине. Это значит, что средний конденсатор не будет заряжаться и ток в него не будет ответвляться. Поэтому средний конденсатор никак не будет влиять на характер этих колебаний, и можно считать, что контур состоит из четырех катушек индуктивности $L_1/4$, общая индуктивность которых равна L_1, и двух крайних конденсаторов, общая емкость которых (так как они включены в контур последовательно) равна $C_1/4$ (рис. 97).

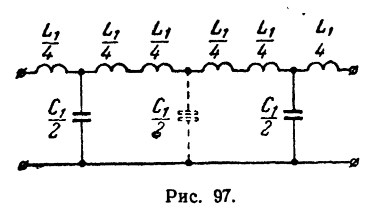


Рис. 97.

Следовательно, одно из двух собственных колебаний, возникающих в двух связанных контурах, а именно то, которое возникает при разноименно заряженных конденсаторах, имеет угловую частоту

$$\omega_2 = \frac{2}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Сравнивая ее с угловой частотой собственных колебаний в одном изолированном контуре, содержащемся в одной ячейке, мы убедимся, что ω_2 в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем ω_1. Вторая угловая

частота тех колебаний, которые можно возбудить, включив в линию два крайних конденсатора, заряженных одноименными зарядами, будет выше, чем частота ω_1.

Увеличивая дальше число замкнутых контуров в искусственной линии, мы очень усложнили бы задачу, поэтому попытаемся из сопоставления одного контура и двух связанных контуров установить некоторые закономерности. Прежде всего одному контуру свойственно одно собственное колебание, а двум связанным контурам — два колебания с разными частотами, отличными от частоты, свойственной одному контуру (т. е. частота, которая была свойственна одному контуру, несвойственна ему, когда он связан с другим контуром). Отсюда можно заключить, что добавление каждого нового контура увеличивает на единицу число собственных колебаний, свойственных искусственной линии.

Так как в искусственной линии число ячеек, а значит, и число замкнутых контуров не могут быть как угодно велики, то и число колебаний, свойственных искусственной линии, всегда ограничено. Частоты этих колебаний ограничены как со стороны низких, так и со стороны высоких частот. Этим спектр колебаний в искусственной линии отличается от спектра колебаний в отрезке длинной линии, ибо последний ограничен только со стороны низких частот (эта граница — частота первой гармоники), а в сторону высоких частот простирается теоретически неограниченно, так как частоты его гармоник $f_n = nf_1$, где n — любое целое число, которое может быть сколь угодно большим. Однако при увеличении числа ячеек в искусственной линии эти различия в спектрах колебаний искусственной линии и отрезка однородной линии постепенно уменьшаются. Число собственных колебаний, свойственных отрезку линии, увеличивается, и верхняя граница частот спектра передвигается все дальше и дальше в сторону высоких частот.

В заключение проследим до конца уже частично рассмотренный непрерывный переход от отрезка однородной линии, обладающего определенными индуктивностью и емкостью, к искусственной линии с плавно уменьшающимся числом ячеек вплоть до «искусственной линии», состоящей из одной ячейки. Для упрощения картины будем считать, что оба конца как отрезка однородной линии, так и искусственной линии разомкнуты.

Чтобы сопоставление свойств отрезка однородной линии и искусственной линии после непрерывного перехода было поучительным, будем при трансформации отрезка линии, как и прежде, полагать, что общая индуктивность L и емкость C отрезка однородной линии и искусственной линии остаются неизменными. Для отрезка линии, как было показано (см. § 20), величинами L и C определяется время T_1 распространения импульса вдоль линии от начала до конца и обратно, т. е. период собственных колебаний в отрезке линии

$$T_1 = 2\sqrt{LC}$$

и частота первой гармоники собственных колебаний

$$f_1 = \frac{1}{2\sqrt{LC}}.$$

Путь непрерывного перехода от отрезка однородной линии через отрезок линии с малыми неоднородностями к неоднородной искусственной линии мы уже проследили выше. Отметим только, что при выбранном нами условии неизменности величин L и C длина искусственной линии должна сильно сократиться по сравнению с исходным отрезком однородной линии. Это обусловлено тем, что при переходе к искусственной линии приходящиеся на единицу длины линии индуктивность и емкость, сосредоточенные в катушках и конденсаторах, оказываются гораздо бо́льшими, чем индуктивность и емкость, приходящиеся на единицу длины однородной линии.

Нам остается рассмотреть непрерывный переход от искусственной линии, содержащей много ячеек, к «искусственной линии», содержащей одну ячейку. Этот непрерывный переход может быть осуществлен таким путем. Представим себе, что все конденсаторы $C_1/2$, входящие в искусственную линию, пронумерованы подряд и число их можно выразить как 2^k, где k — целое число. Будем уменьшать на очень малую величину ΔC емкость всех четных конденсаторов и соответственно увеличивать на ΔC емкость всех нечетных. К концу этой операции емкость всех четных конденсаторов обратится в нуль, а емкость всех нечетных удвоится.

Так как ΔC может быть выбрано сколь угодно малым, то процесс «исчезновения» четных конденсаторов и увеличения емкости нечетных может протекать непрерывно; но в конце концов две соседние ячейки сольются в одну и число ячеек и замкнутых контуров в искусственной линии уменьшится вдвое. При этом и все свойства искусственной линии должны изменяться непрерывно. Правда, при таком непрерывном переходе на время перехода появляется неоднородность в пределах одной ячейки: два конденсатора, входящих в одну ячейку, имеют во время перехода разную емкость. Это могло бы усложнить расчеты, но не может нарушить непрерывности перехода.

Для иллюстрации этого рассмотрим, как происходит непрерывно трансформация спектра собственных колебаний искусственной линии при описанном переходе. Поскольку результатом перехода является уменьшение вдвое числа замкнутых контуров, содержащихся в искусственной линии, вдвое должно уменьшиться и число собственных колебаний, свойственных этой линии. Происходит это непрерывно таким образом: у тех колебаний, которые в конце перехода должны исчезнуть, по мере увеличения емкости нечетных конденсаторов и уменьшения емкости четных частоты все время повышаются и к концу перехода «уходят в бесконечность», т. е. практически лежат в области очень высоких частот. Частоты же тех колебаний, которые при этом переходе не должны исчезнуть, в результате перехода лишь немного изменяются.

Таким образом, в том случае, когда в результате непрерывного перехода число замкнутых контуров уменьшается вдвое, весь спектр собственных колебаний искусственной линии может быть разделен на две группы, содержащие одинаковое число частот: группу низких частот, значения которых мало изменяются в процессе перехода, и группу высоких частот, беспредельно возрастающих в процессе перехода. Если, как мы предположили, число ячеек равно 2^k, где k — целое, число, то непрерывный процесс, приводя-

щий к уменьшению числа ячеек вдвое, может быть повторен k раз, после чего мы получим одну ячейку и один замкнутый контур (так как число замкнутых контуров равно $2n-1$, где n — число ячеек).

Таким образом, мы осуществили непрерывный переход от отрезка однородной линии до „искусственной линии“, содержащей одну ячейку и один замкнутый контур. В такой линии, как мы видели, могут происходить гармонические собственные колебания только с одной угловой частотой $\omega_1 = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{LC}}$.

Сопоставим эти колебания с первой гармоникой собственных колебаний в отрезке однородной линии. Угловая частота первой гармоники $\omega_1 = 2\pi f_1 = \frac{\pi}{\sqrt{LC}}$, т. е. отличается от угловой частоты собственных колебаний в „искусственной линии“, содержащей один контур, лишь на 10%.

Далее, при собственных колебаниях в единственном контуре «искусственной линии», так же как и при собственных колебаниях (стоячих волнах) в отрезке линии, ток и напряжение в каждой точке линии сдвинуты по фазе на $\pi/2$, вследствие чего за каждые четверть периода колебаний происходит полный переход энергии из электрической в магнитную (или обратно). Превращаясь из электрической в магнитную, энергия вместе с тем перемещается в пространстве, поскольку и в контуре «искусственной линии» (для краткости мы дальше будем называть его просто конуром), и в стоячей волне в отрезке однородной линии (для краткости мы иногда будем дальше говорить просто стоячая волна) электрическое и магнитное поля сосредоточены в не совпадающих между собой областях пространства. Поэтому ни в контуре, ни в стоячей волне не может произойти полного перехода электрической энергии в магнитную (или обратно) без перемещения энергии в пространстве.

До сих пор мы приводили черты сходства между колебаниями в контуре и стоячей волной. Теперь мы подошли к существенному различию — оно касается распределения электрического и магнитного полей в пространстве в том и другом случаях. В стоячей волне электрическое и магнитное поля сосредоточены в одном и том же месте — в пространстве между проводами линии, но распределены с разной плотностью: сечение, где максимальна плотность магнитного поля (пучность магнитного поля), смещено относительно сечения, где максимальна плотность электрического поля (пучность электрического поля), на расстоянии четверти длины волны. В контуре электрическое и магнитное поля сосредоточены в разных местах; первое — в конденсаторах, второе — в катушках; это различие в распределении полей для стоячей волны и контура есть прямое следствие того, что в случае контура мы имеем дело с предельно неоднородной системой.

Синусоидальное и косинусоидальное распределение амплитуд вдоль отрезка линии является характерным для однородной линии. Неоднородность в распределении индуктивности и емкости вдоль линии сразу нарушает синусоидальное или косинусоидальное распределение амплитуд вдоль линии, и тем сильнее, чем больше неод-

нородность. Предельно неоднородное распределение индуктивности и емкости вдоль «искусственной линии», состоящей из одного контура, очень сильно искажает картину распределения амплитуд электрического и магнитного полей в пространстве, однако не настолько, чтобы сделать ее неузнаваемой.

Распределение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей вдоль контура «искусственной линии» легко построить (рис. 98). Для наглядности катушки контура (они объединены в одну) и конденсаторы «развернуты» вдоль одной прямой (рис. 98,*а*). Напряженность электрического поля примерно одинакова во всех точках между пластинами конденсаторов и равна нулю во всех других точках контура; такое распределение амплитуд вдоль контура изображено на рис. 98,*б* сплошной линией. Напряженность магнитного поля приблизительно одинакова во всех точках внутри катушки (длина которой велика по сравнению с ее диаметром), а вне катушки она практически равна нулю (см. § 10); такое распределение амплитуд изображено на рис. 98,*б* штриховой линией.

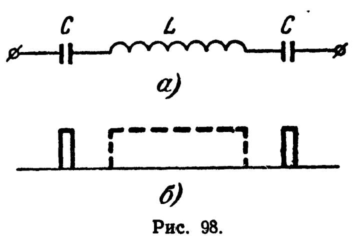


Рис. 98.

Здесь, как и в стоячей волне, есть места, где напряженность электрического поля достигает наибольшего значения, а напряженность магнитного падает до нуля, и другие места, где напряженность магнитного поля достигает наибольшего значения, а напряженность электрического падает до нуля. Эти места соответствуют пучностям и узлам электрического и магнитного полей. Однако в случае контура пучности и узлы — это не отдельные точки линии, а целые участки линии, но расположены эти участки так же, как и в стоячей волне: «участок пучности» электрического поля лежит вне «участка узла» магнитного поля и наоборот.

Совершенно очевидно, что эта картина распределения амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей соответствует стоячей волне, но сильно искаженной (по сравнению с однородной линией) формы. Так как пучности и узлы в этой искаженной стоячей волне представляют собой целые участки, а не точки, невозможно так однозначно определить длину волны, как в случае стоячей волны синусоидальной формы.

Для того чтобы сопоставить скорости перемещения энергии в стоячей волне и контуре, увеличим, например, вдвое расстояние между двумя конденсаторами контура, увеличив для этого соответственно длину соединительных проводов между катушками и длину обратного провода, не изменяя ни величины, ни расположения образующих контур конденсаторов и катушек. Какова бы ни была величина перемещений энергии до увеличения длины контура, после увеличения ее величина перемещений энергии также увеличится вдвое, так как ничего, кроме длины, не изменилось и конфигурация полей осталась неизменной.

Не изменятся, очевидно, и общая емкость и индуктивность контура (небольшим увеличением индуктивности и емкости соединительных проводов можно пренебречь). Поэтому не изменится пе-

риод колебаний в контуре при увеличении его длины вдвое, а значит, скорость перемещения энергии увеличится вдвое. Но, с другой стороны, при увеличении вдвое длины контура вдвое уменьшаются индуктивность L_1 и емкость C_1, приходящиеся на единицу длины контура. Отсюда следует важный вывод, что скорость перемещения энергии обратно пропорциональна величине $\sqrt{L_1C_1}$, т. е. так же зависит от индуктивности и емкости, приходящихся на единицу длины контура, как скорость распространения электромагнитной волны вдоль однородной длинной линии зависит от индуктивности и емкости, приходящихся на единицу длины линии.

Итак, при сопоставлении собственных колебаний в отрезке длинной линии и «искусственной линии», содержащей только один контур, мы обнаружили, что от первого случая можно непрерывно перейти ко второму и что все характерные черты явления в обоих случаях остаются почти неизменными, кроме тех, которые обусловлены неоднородностью искусственной линии. Поэтому ясно, что собственные колебания в отрезках длинных линий и колебательных контурах, состоящих из катушек индуктивности и конденсаторов, имеют одну и ту же природу. Правда, мы рассматривали только контуры с определенным расположением катушек и конденсаторов, но не может быть никаких сомнений в том, что природа собственных колебаний в контурах не должна измениться, если мы расположим и включим катушки и конденсаторы как-нибудь по-иному (именно потому, что магнитные поля катушек, а также электрические поля конденсаторов не накладываются друг на друга).

Собственные колебания во всех электрических цепях возникают в результате кратковременного внешнего воздействия (электромагнитного импульса), вызывающего перемещение электромагнитной энергии с конечной скоростью по электрической цепи конечных размеров. Время распространения электромагнитной энергии по цепи конечных размеров и есть то характерное для данной цепи время, с которым связаны периоды возникающих в цепи колебаний. В случае цепи, которой свойственны колебания различных частот, электромагнитный импульс может возбуждать одновременно все эти колебания (или часть их). В одиночном замкнутом контуре, которому свойственно только одно собственное колебание, электромагнитный импульс может, конечно, возбудить только одно это колебание.

Различия между собственными колебаниями в распределенных системах и системах со сосредоточенными параметрами обусловлены только различной степенью неоднородности этих систем, а не какими-либо принципиальными различиями в природе собственных колебаний в этих двух классах систем. Но для рассмотрения однородных и предельно неоднородных систем, какими являются колебательные контуры, применяются совершенно различные методы. При рассмотрении предельно неоднородных систем отказываются от представления о перемещении электромагнитной энергии в системе (не потому, что эти перемещения не происходят, а потому, что они практически не поддаются расчету), а рассматривают только более простую картину токов и напряжений в системе.

В дальнейшем при описании электромагнитных колебаний в колебательных контурах мы, именно, так и поступим. На большинство

вопросов, на которые мы сравнительно просто получим ответ, рассматривая токи и напряжения в контуре, нельзя было бы получить сколько-нибудь наглядный ответ, рассматривая то переменное электромагнитное поле, которое неразрывно связано с колебаниями в контуре.

26. Собственные колебания в контуре с потерями

Выше была определена частота собственных колебаний в «искуственной линии», состоящей из одного колебательного контура, в котором не происходит потерь энергии. Но, не учитывая потерь в контуре, ни на какие другие вопросы, касающиеся характера собственных колебаний в ней, получить ответа нельзя.

Рассмотрение задач, требующих учета потерь энергии в контуре, начнем с вопроса о влиянии активного сопротивления контура на собственные колебания в нем. Как бы ни было мало активное сопротивление контура, оно вызывает рассеяние энергии в нем. В течение каждого периода колебаний часть начальной энергии, за счет которой происходят собственные колебания, превращается в тепло. И даже если теряемая энергия очень мала, то за большое число периодов энергия собственных колебаний в контуре заметно уменьшится, а значит, уменьшится и амплитуда этих колебаний. Такие колебания, амплитуда которых постепенно убывает, называются *затухающими колебаниями*.

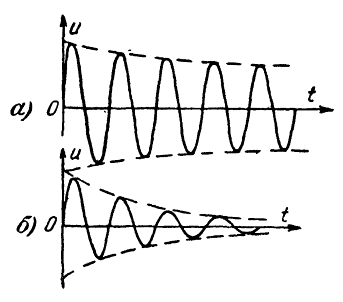


Рис. 99.

Вследствие неизбежных потерь энергия в колебательных контурах (помимо потерь в активном сопротивлении проводов, имеются еще диэлектрические потери, потери на излучение, на вихревые токи и др.) собственные колебания всегда являются затухающими. Поэтому собственные колебания в реальном колебательном контуре с потерями никогда не могут быть строго гармоническими, так как гармонически колеблющаяся величина достигает через период одного и того же наибольшего значения. Между тем в реальном контуре с потерями наибольшие значения напряжения и тока не достигают через период той же самой величины, а оказываются несколько меньшими; графики собственных колебаний представляют собой «синусоиды» с постепенно убывающими наибольшими значениями. Но «синусоида» с постепенно убывающими амплитудами — это уже, строго говоря, не синусоида и «амлитуда» ее уже не амплитуда. Однако если потери энергии в контуре малы, то амплитуда собственных колебаний за период убывает на малую долю своей величины (рис. 99,*а*). График ее можно считать приблизительно синусоидой и говорить об амплитуде и фазе колебаний в том же смысле, в каком они были определены для гармонических колебаний. Если же потери энергии в контуре велики, то амплитуда уменьшается значительно (рис. 99,*б*) и график колебаний все больше и больше отличается от синусоиды.

Отношение амплитуд двух соседних колебаний может служить характеристикой быстроты затухания колебаний. Если брать отношение предыдущей амплитуды к последующей, то оно больше единицы и тем больше, чем быстрее затухают колебания. За меру затухания колебаний принят натуральный логарифм этого отношения. Его называют **логарифмическим декрементом затухания** и обозначают буквой δ.

Такая величина для характеристики затухания удобна потому, что логарифм отношения двух амплитудных значений пропорционален промежутку времени, которым разделены эти значения. Вследствие этого по логарифмическому декременту затухания колебаний удобно определять убыль амплитуд колебаний за любое время, а не только за период. Например, для того чтобы определить убыль амплитуд за 1 *сек*, достаточно умножить логарифмический декремент затухания на число периодов, содержащихся в 1 *сек*, т. е. на частоту колебаний f_0. Полученная величина и представляет собой логарифмы отношения двух амплитудных значений, разделенных промежутком в 1 *сек.* Эта величина называется показателем затухания колебаний и обозначается буквой α. Как следует из сказанного,

$$\alpha = \delta f_0, \text{ или } \delta = \frac{\alpha}{T_0}.$$

Величина α связана с параметрами колебательного контура следующим соотношением:

$$\alpha = \frac{R}{2L},$$

где R — активное сопротивление, а L — индуктивность контура.

Как и разряд конденсатора или исчезновение тока в цепи, обладающей индуктивностью, затухание колебаний в контуре теоретически длится бесконечно долго (так как относительная убыль двух «соседних» амплитуд в течение всего процесса одна и та же и амплитуды колебаний образуют бесконечную убывающую геометрическую прогрессию). Но практически колебания можно считать затухшими, если амплитуда колебаний уменьшилась в определенное, достаточно большое число раз. Например, можно условиться считать, что колебания затухли, если амплитуда их уменьшилась в 100 раз, т. е. упала до 0,01 начальной величины.

Потребное для этого время t_1, очевидно, тем больше, чем меньше α. Приблизительно можно считать, что амплитуда уменьшается в 100 раз за время

$$t_1 = \frac{4,6}{\alpha} \approx \frac{9L}{R}.$$

Вместо показателя затухания α часто пользуются постоянной времени контура τ, которая является величиной, обратной α:

$$\tau = \frac{1}{\alpha} = \frac{2L}{R}.$$

Следовательно, $t_1 \approx 4,6\tau$.

Когда колебания затухают слабо, т. е. отношение двух соседних амплитуд мало отличается от единицы, связь между логариф-

мическим декрементом затухания и отношением двух последующих амплитуд упрощается. В этом случае можно считать, что логарифмический декремент затухания равняется относительной убыли амплитуды за период (это вытекает из свойств логарифмов). Например, если $\delta=0{,}01$, то амплитуда колебаний за период убывает на 0,01 своей величины. Так как в радиотехнике обычно приходится встречаться с колебательными контурами, имеющими малый логарифмический декремент затухания, то величина δ является очень наглядной характеристикой скорости затухания собственных колебаний.

По мере увеличения δ колебания затухают все быстрее и быстрее. Когда δ, увеличиваясь, достигает некоторого критического значения, процесс полностью теряет колебательный характер — разряд конденсатора происходит монотонно (апериодически). Таким образом, достаточно большое активное сопротивление контура превращает колебательный контур в апериодический. Независимо от того, имеет ли процесс колебательный или апериодический характер, он приводит к одному и тому же результату — в системе устанавливается состояние «электрического равновесия». Пока δ не очень велико, процесс установления «электрического равновесия» носит колебательный характер. Когда же δ велико, установление «электрического равновесия» происходит апериодически. При этом, если в начальный момент конденсатор был заряжен, а ток в контуре отсутствовал, то процесс в контуре соответствует монотонному разряду конденсатора, рассмотренному в § 5, если же в начальный момент по катушке протекал ток, а заряд на конденсаторе отсутствовал, то процесс соответствует монотонному исчезновению тока в цепи катушки индуктивности, рассмотренному в § 10.

Следует отметить, что в технических расчетах с колебательными контурами величинами δ и α обычно не пользуются, хотя они очень удобны при рассмотрении характера процесса затухающих колебаний. В § 29 будут приведены применяемые на практике величины, характеризующие затухание колебаний в контуре.

27. Вынужденные колебания в контуре

Если изменения действующей в цепи э. д. с. имеют колебательный характер (т. е. повторяются или приблизительно повторяются во времени), то напряжения и токи, возникающие в цепи, также имеют колебательный характер. Колебания напряжения и тока, возникающие в цепи под действием переменной э. д. с., как уже было сказано, называются *вынужденными электрическими колебаниями* в отличие от собственных колебаний, рассмотренных выше. Основные различия между этими двумя типами колебаний таковы:

1. Период собственных колебаний определяется параметрами колебательного контура, а вынужденных — периодом действующей э. д. с.

2. Амплитуда и фаза у собственных колебаний определяются начальными условиями (величинами начального заряда конденсатора и начального тока катушки), а у вынужденных — свойствами контура и амплитудой, фазой и *частотой* э. д. с.

Собственные и вынужденные колебания могут различаться по форме. Однако пока мы будем рассматривать случаи, когда дей-

ствует гармоническая э. д. с., которая вызывает в колебательном контуре гармонические же вынужденные колебания, и затухание в контуре мало. В таком случае, так как собственные колебания также близки к гармоническим, собственные и вынужденные колебания оказываются близкими по форме.

Из сказанного вытекают те вопросы, которые необходимо рассмотреть. Надо выяснить, как связаны амплитуда и фаза вынужденных колебаний с амплитудой, фазой и частотой э. д. с. и как они зависят от свойств контура. Для этого рассмотрим цепь, состоящую из соединенных последовательно емкости C, индуктивности L и малого активного сопротивления R, к концам которой присоединен источник гармонической э. д. с. с амплитудой E_m (рис. 100). Если сопротивление R мало, то цепь представляет собой колебательный контур, в который последовательно введена переменная э. д. с.

Так как контур является колебательным, то всякое нарушение «электрического равновесия» вызовет в нем собственные колебания. В частности, само включение источника внешней э. д. с. в колебательный контур представляет собой нарушение его электрического равновесия и вызывает появление в нем собственных колебаний независимо от того, каким способом введена э. д. с., т. е. замыкается ли контур или э. д. с. начинает действовать в контуре, который был замкнут раньше. Характер собственных колебаний, которые возникают в контуре при внезапном включении э. д. с., нам уже известен. Поэтому сначала выясним характер вынужденных колебаний в контуре, а потом уже рассмотрим всю картину в целом, учитывая, что в контуре возникают как собственные, так и вынужденные колебания.

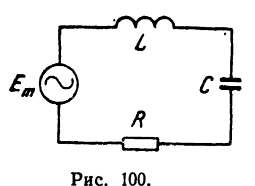


Рис. 100.

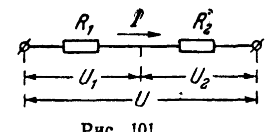


Рис. 101.

Найдем амплитуду тока, создаваемого внешней э. д. с. в колебательном контуре. Для этого нужно определить, какое сопротивление для переменного тока представляет собой цепь, состоящая из последовательно включенных индуктивности, емкости и сопротивления. Прежде всего посмотрим, как определить общее сопротивление переменному току включенных последовательно емкости и индуктивности. В случае двух включенных последовательно активных сопротивлений R_1 и R_2 (рис. 101) вопрос решается просто. Через оба сопротивления течет один и тот же ток I, и на сопротивлениях получаются соответственно падения напряжения

$$U_1 = R_1 I \text{ и } U_2 = R_2 I.$$

Так как ток в активном сопротивлении и напряжение на его концах находятся в фазе, то, значит, и напряжения U_1 и U_2 находятся в фазе. Следовательно, общее напряжение на концах всей цепи

$$U = U_1 + U_2 = (R_1 + R_2) I.$$

Отсюда следует, что общее сопротивление переменному току цепи, состоящей из двух последовательно включенных активных сопротивлений, так же как и в случае постоянного тока, равно их сумме. Также мы должны рассуждать и в случае включенных последовательно емкости и индуктивности, учитывая, однако, во-первых, что в случае переменного тока на емкости возникает падение напряжения, а в индуктивности — э. д. с. самоиндукции, и, во-вторых, что падение напряжения на емкости и э. д. с. самоиндукции в катушке сдвинуты по фазе на одинаковую величину относительно тока в цепи. Поэтому э. д. с. самоиндукции E_L и напряжение на конденсаторе U_C совпадают по фазе.

По закону Ома в замкнутом контуре сумма падений напряжения равна сумме э. д. с., и поэтому для амплитуд этих величин (если они совпадают по фазе) также должно быть справедливо соотношение

$$E_{mL} + E_m = U_{mC}.$$

Здесь E_{mL} и U_C входят в правую и левую части уравнения с одинаковыми знаками, так как они совпадают по фазе (они входили бы с разными знаками, если бы были противоположны по фазе). Амплитуды E_{mL} и U_m мы можем выразить через амплитуду тока I_m с помощью соотношений, которые были получены выше:

$$E_{mL} = \omega L I_m; \quad U_{mC} = \frac{I_m}{\omega C}.$$

Подставив эти выражения в предыдущее, получим:

$$E_m = I_m \left(\frac{1}{\omega C} - \omega L\right), \text{ или } E_m = X I_m,$$

где

$$X = \frac{1}{\omega C} - \omega L.$$

Здесь X представляет собой сопротивление для переменного тока цепи, состоящей из последовательно включенных емкости и индуктивности. Таким образом, при последовательном включении индуктивного и емкостного сопротивлений полное сопротивление цепи равно их разности, а не сумме (как в случае активных сопротивлений). Иначе говоря, при последовательном включении емкостное и индуктивное сопротивления не складываются, а в той или иной степени компенсируют друг друга.

Происходит это потому, что э. д. с. самоиндукции, возникающая в катушке индуктивности, преодолевает падение напряжения на конденсаторе и тем самым частично выполняет ту роль, которую в отсутствие катушки индуктивности выполняет внешняя э. д. с. Если э. д. с. самоиндукции превышает падение напряжения на конденсаторе, то часть ее преодолевает это падение напряжения и в цепи действует только остаток э. д. с. самоиндукции. Цепь ведет себя так, как будто она обладает только соответственно уменьшенной индуктивностью, поскольку сдвиг фаз между током в этой цепи и действующей в ней э. д. с. получается такой же, как в цепи, обладающей только индуктивностью. В таком случае, говорят, что общее сопротивление цепи носит индуктивный характер.

Наоборот, если э. д. с. самоиндукции меньше падения напряже-

ний на конденсаторе, то она вся преодолевает часть падения напряжения, и в цепи действует только остаток падения напряжения на конденсаторе. Цепь ведет себя так, как будто она обладает только соответственно уменьшенной емкостью, поскольку сдвиг фаз между током в цепи и действующей в ней э. д. с. получается такой же, как в цепи, обладающей только емкостью. В таком случае, говорят, что общее сопротивление цепи носит емкостный характер. Таким образом, не только сопротивление цепи равно разности включенных последовательно индуктивного и емкостного сопротивлений, но и характер этого сопротивления определяется тем, какое из двух соединенных последовательно сопротивлений больше.

Так как с увеличением частоты индуктивное сопротивление растет, а емкостное падает, то в цепи, состоящей из последовательно включенных обоих сопротивлений, на низких частотах преобладает емкостное сопротивление и им определяются характер и величина общего реактивного сопротивления цепи. А на высоких частотах преобладает индуктивное сопротивление и им определяются характер и величина общего реактивного сопротивления цепи. На частотах, для которых индуктивное и емкостное сопротивления существенно различны по величине, они мало компенсируют друг друга и разность этих сопротивлений велика; велико и общее реактивное сопротивление колебательного контура, которое значительно превышает активное сопротивление контура (последнее вообще должно быть малым, чтобы контур был колебательным). Поэтому на частотах, на которых индуктивное и емкостное сопротивления значительно различаются по величине, можно не учитывать активного сопротивления контура и при определении амплитуды и фазы тока в контуре принимать во внимание только общее реактивное сопротивление его.

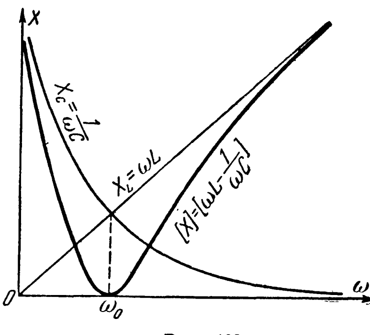


Рис. 102.

Проследим, как зависит общее сопротивление последовательно включенных емкости и индуктивности от частоты тока. Для этого построим графики зависимости индуктивного и емкостного сопротивлений от частоты (рис. 102). Первый график представляет собой наклонную прямую, проходящую через точку $\omega=0$, а второй — кривую (гиперболу), уходящую к очень большим значениям X_C при $\omega=0$ и падающую до нуля при очень больших значениях ω. Взяв для каждого значения ω абсолютную величину разности сопротивлений $|X_C-X_L|$, мы получим кривую, выражающую зависимость абсолютной величины общего реактивного сопротивления $|X|=$ $=\left|\omega L-\frac{1}{\omega C}\right|$, которая обращается в нуль при некотором значении $\omega=\omega_0$ и уходит к большим значениям в области как больших, так и малых частот В этих областях мы и можем определять амплитуду тока в контуре по величине общего реактивного сопротивле-

ния. А в средней области, где кривая опускается до нуля, значения общего реактивного сопротивления малы; существенное значение имеет величина активного сопротивления контура, и не принимая во внимание этой величины, нельзя определить амплитуду и фазу тока в контуре.

Не учитывая активного сопротивления контура, мы можем лишь утверждать, что в области самых низких частот амплитуда тока растет с увеличением частоты и ток опережает по фазе внешнюю э. д. с., так как преобладает емкостное сопротивление и общее реактивное сопротивление контура имеет емкостный характер. В области же самых высоких частот амплитуда тока растет с уменьшением частоты и ток отстает по фазе от внешней э. д. с., так как преобладает индуктивное сопротивление и общее реактивное сопротивление контура имеет индуктивный характер.

В области частот, для которых реактивное сопротивление мало, как сказано, необходимо учитывать влияние активного сопротивления контура на амплитуду и фазу тока в контуре. Для этого нужно определить полное сопротивление цепи, состоящей из включенных последовательно индуктивного, емкостного и активного сопротивлений. Но включенные последовательно индуктивность и емкость обладают реактивным сопротивлением, величину и характер которого (индуктивный или емкостный) мы определили. Следовательно, задача сводится к определению полного сопротивления цепи, состоящей из последовательно включенных активного и реактивного сопротивлений.

Особенность этой задачи состоит в том, что падение напряжения на активном сопротивлении и падение напряжения на реактивном сопротивлении в зависимости от характера сопротивления сдвинуты по фазе $\pm\pi/2$ (в этом легко убедиться, приняв во внимание, что падение напряжения на активном сопротивлении совпадает по фазе с током, текущим через это сопротивление). Этот сдвиг фаз на $\pi/2$ приводит к тому, что падения напряжения на активном и реактивном сопротивлениях не просто складываются, а комбинируются более сложным образом.

Положим сначала, что емкостное сопротивление больше индуктивного и полное реактивное сопротивление контура имеет емкостный характер. Тогда амплитуда полного падения напряжения в цепи U_m оказывается не равной сумме амплитуд падений напряжения U_{ma} на активном и U_{mp} на реактивном сопротивлениях, а выражается так:

$$U_m = \sqrt{U_{ma}^2 + U_{mp}^2}.$$

Если же индуктивное сопротивление больше емкостного и полное реактивное сопротивление контура имеет индуктивный характер, то вместо падения напряжения U_{mp} следовало бы в предыдущем выражении писать э. д. с. самоиндукции E_{mL}. При данной абсолютной величине реактивного сопротивления U_m и E_{mL} равны по величине, но противоположны по знаку. Однако так как они входят в выражение для U_m в квадрате, то различие в их знаках не влияет на величину стоящего под корнем выражения.

В соответствии с этим полное сопротивление Z цепи, состоящей из включенных последовательно сопротивлений активного R и

реактивного $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ выражается так:

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}.$$

В полном сопротивлении Z есть характерные черты и активного, и реактивного сопротивлений. Так как контур обладает активным сопротивлением R, то в нем происходят потери энергии. Следовательно, контур все время потребляет мощность из источника э. д. с. Но, поскольку контур обладает реактивным сопротивлением, между э. д. с. и током должен существовать сдвиг фаз, так как существует сдвиг фаз между полным падением напряжения U и падением напряжения на активном сопротивлении $U_а$. Поэтому не все время мощность передается от источника э. д. с. к колебательному контуру (есть части периода, когда ток направлен навстречу э. д. с.).

Следовательно, часть мощности, поступающей в контур от источника, возвращается к источнику, а остальная часть рассеивается в контуре. В соответствии с этим мощность, поступающая из источника э. д. с. в контур, делят на реактивную, которой обмениваются источник и контур, и активную, потребляемую контуром. Чем больше сдвиг фаз между током в контуре и э. д. с., тем больше реактивная мощность по сравнению с активной. Поскольку полное сопротивление цепи обладает чертами активного и реактивного сопротивлений, его часто называют комплексным сопротивлением (часто применяется также термин «импеданс»).

Зная, как выражается полное сопротивление колебательного контура, мы можем найти амплитуду тока в контуре не только для областей самых высоких и самых низких частот, но и для средней области, в которой реактивное сопротивление контура уже невелико. Именно в этой области наблюдается своеобразное и важное с точки зрения практических применений явление резонанса, с которым мы уже встретились при рассмотрении вынужденных колебаний в отрезках длинных линий (см. § 24).

28. Резонанс в колебательном контуре

Для того чтобы проследить зависимость амплитуды тока в контуре от частоты в той области частот, где реактивное сопротивление контура мало, построим график зависимости полного сопротивления контура от частоты. Чтобы не строить заново всю зависимость, можно воспользоваться уже готовым графиком зависимости $|X|$ от частоты (рис. 102). Так как

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2},$$

то для получения Z нужно значения X, взятые из этого графика, возводить в квадрат, прибавлять к ним постоянную для данного контура величину R^2, а затем извлекать из суммы квадратный корень. В результате мы получим кривую, изображенную на рис. 103.

Величина Z принимает минимальное значение, равное R, при

том значении ω, для которого $X=0$. В обе стороны от этого значения Z возрастает. Так как амплитуда тока

$$I_m = \frac{E_m}{Z} = \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

то зависимость I_m от ω обратна зависимости Z от ω. Следовательно, при значении ω, для которого $X=0$, ток I_m имеет наибольшее значение:

$$I_{\text{макс}} = \frac{E_m}{R},$$

а в обе стороны от этого значения I_m убывают, спадая до нуля при самых низких и самых высоких частотах (рис. 104). Если мед-

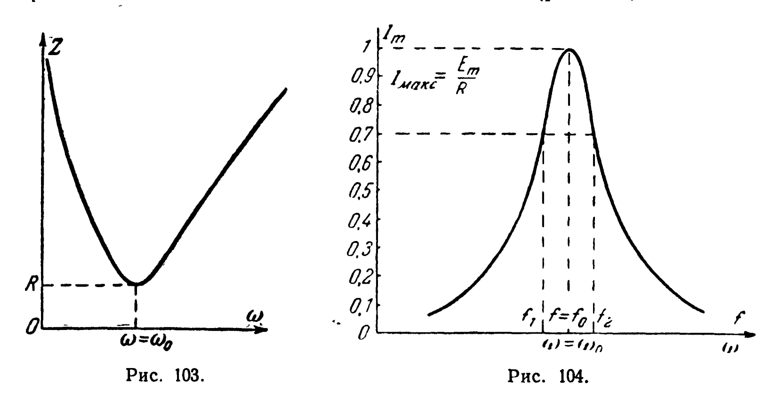


Рис. 103. Рис. 104.

ленно изменять частоту э. д. с., действующей в контуре, то в некоторой сравнительно узкой области частот обнаруживается сильное возрастание амплитуды вынужденных колебаний. Частота, около которой наблюдается это возрастание амплитуд, определяется из условия, что

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0, \text{ т. е. } \omega^2 = \frac{1}{LC}.$$

Полученное выражение совпадает с встречавшимся выше (см. § 25) выражением для угловой частоты собственных колебаний в контуре, состоящем из индуктивности и емкости: $\omega^2_0 = 1/LC$. Следовательно, сильное возрастание амплитуды вынужденных колебаний наблюдается тогда, когда угловая частота внешней э. д. с. ω близка к угловой частоте ω_0 собственных колебаний в контуре. Можно сказать иначе: из всех внешних гармонических э. д. с. колебательный контур сильнее всего отзывается на ту э. д. с., частота которой близка к частоте собственных колебаний контура. Это явление и называется р е з о н а н с о м.

Сближение частот внешней э. д. с. и собственных колебаний в контуре может быть достигнуто двумя путями: либо изменением

частоты внешней э. д. с., либо изменением частоты собственных колебаний контура, для чего, как мы знаем, нужно изменять емкость или индуктивность колебательного контура. Явление резонанса в обоих случаях протекает принципиально одинаково.

Так как получаемая при $\omega=\omega_0$ наибольшая амплитуда тока

$$I_{\text{макс}}=\frac{E_m}{R},$$

то она тем больше, чем меньше активное сопротивление колебательного контура. Поэтому явление резонанса выступает тем резче, чем меньше активное сопротивление колебательного контура. Посмотрим, как сказывается уменьшение активного сопротивления колебательного контура на форме кривых, выражающих зависимость амплитуды тока от частоты. Эти кривые, одна из которых изображена на рис. 104, называются «кривыми резонанса». При уменьшении R высота максимума кривой возрастает во столько раз, во сколько раз уменьшается R. Во всех других точках кривой (при всех других частотах) уменьшение R также уменьшает Z, отчего I_m возрастает. Но это сказывается тем меньше, чем больше X, т. е. чем дальше ω от ω_0.

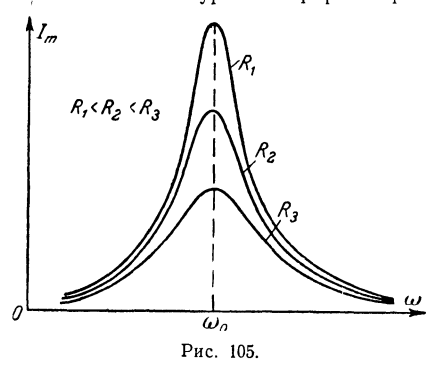


Рис. 105.

Следовательно, при уменьшении R все точки резонансной кривой поднимаются, однако, тем меньше, чем дальше от максимума лежит точка кривой. В результате этого по мере уменьшения R кривые резонанса становятся все острее и острее. На рис. 105 приведены три резонансные кривые для колебательных контуров, различающиеся только величиной активного сопротивления. Чем меньше активное сопротивление, тем выше лежит максимум и тем острее кривая.

Остроту резонансных кривых можно характеризовать их шириной, измеренной на некоторой определенной высоте. Чаще всего выбирают высоту, на которой амплитуда составляет 0,7 максимальной. Эта высота выбрана так потому, что когда амплитуда тока составляет 0,7 максимальной, мощность вынужденных колебаний, которая пропорциональна квадрату амплитуды тока, составляет 0,5 максимальной. Выбранную так ширину резонансной кривой, т. е. $\Delta f=f_2-f_1$ (рис. 104), называют «шириной по половине мощности». Связь ширины резонансной кривой с характеристиками колебательного контура будет приведена ниже.

Рассмотрим теперь зависимость сдвига фаз между током в контуре и внешней э. д. с. от частоты внешней э. д. с.. Мы уже знаем, каков этот сдвиг фаз вдали от резонанса: в области самых низких частот ток опережает э. д. с. по фазе на $\frac{\pi}{2}$, т. е. сдвиг

фаз $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, а в области самых высоких частот ток отстает по фазе от э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$, т. е. сдвиг фаз $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Сейчас мы можем еще утверждать, что при резонансе, когда $X = 0$, полное сопротивление является чисто активным и, следовательно, сдвиг фаз $\varphi = 0$. Учитывая еще, что в далеких от резонанса областях, где реактивное сопротивление велико, сдвиг фаз мало зависит от ча-

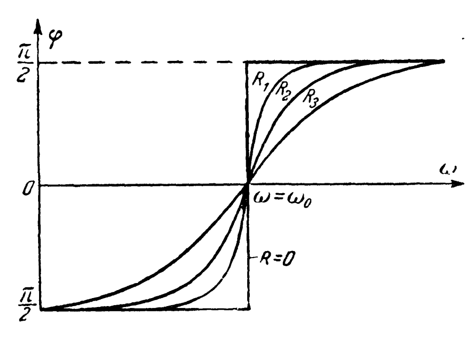


Рис. 106.

стоты $\left(\text{он близок соответственно к } +\frac{\pi}{2} \text{ или } -\frac{\pi}{2}\right)$, мы можем примерно представить себе вид кривой, выражающей зависимость сдвига фаз φ от частоты ω.

Три такие кривые построены на рис. 106; их называют „фазовыми кривыми резонанса" в отличие от приведенных на рис. 104 и 105 „амплитудных" кривых резонанса. Эти кривые соответствуют трем разным значениям активного сопротивления контура $R_1 < R_2 < R_3$. Нетрудно понять, почему именно так влияет активное сопротивление на форму фазовых резонансных кривых, Если $R = 0$, то сдвиг фаз φ в точке, где $X = 0$, меняется скачком: по одну сторону от этой точки $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, по другую $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Отсюда ясно, что чем меньше R, тем резче должен меняться сдвиг фаз в области резонанса и тем круче в этой области проходит кривая.

Мы рассматривали до сих пор амплитуду тока, создаваемого внешней э. д. с., и проследили зависимость этой амплитуды от частоты. Но при вынужденных колебаниях, помимо тока в колебательном контуре, часто бывает важно знать, каковы падение напряжения на конденсаторе, э. д. с. самоиндукции в катушке и падение напряжения на активном сопротивлении и как меняются с частотой амплитуда и фаза всех трех указанных величин. Значения этих амплитуд мы найдем, умножив амплитуду тока на величину соответствующего сопротивления. Соотношения между фазами этих величин определяются на основании других соображений.

Начнем с падения напряжения на активном сопротивлении U_R. Амплитуда этого падения напряжения $U_{mR}=RI_m$ зависит от ω так же, как I_m. При $\omega=\omega_0$, когда $X=0$, т. е. при резонансе, вся внешняя э. д. с. преодолевает падение напряжения в активном сопротивлении. Этот результат станет вполне понятным, если мы обратим внимание на то, что при $\omega=\omega_0$, индуктивное и емкостное сопротивление равны и э. д. с. самоиндукции равна падению напряжения на конденсаторе. Следовательно, внешняя э. д. с. как раз преодолевает только падение напряжения на активном сопротивлении. При этом, очевидно, фаза падения напряжения U_R совпадает с фазой внешней э. д. с.

Перейдем теперь к падению напряжения на конденсаторе. Амплитуда его

$$U_{mC}=\frac{I_m}{\omega C}=\frac{E_m}{\omega CZ}=\frac{E_m}{\omega C\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

На самых низких частотах емкостное сопротивление преобладает над другими (индуктивным и активным), и поэтому можно приближенно положить $Z\approx 1/\omega C$. Тогда $U_{mC}\approx E_m$, т. е. почти вся внешняя э. д. с. идет на преодоление падения напряжения на конденсаторе. При этом так как падение напряжения на конденсаторе и внешняя э. д. с. в каждый момент оказываются равными, то они, очевидно, совпадают по фазе. А поскольку фазы падения напряжения на конденсаторе и э. д. с. катушки всегда совпадают, э. д. с. катушки при самых низких частотах также совпадают по фазе с внешней э. д. с.

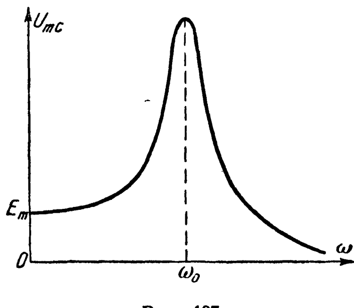


Рис. 107.

При $X=0$ и $Z=R$

$$U_{mC}=\frac{E_m}{\omega CR}=E_m\frac{X_C}{R},$$

т. е. при резонансе амплитуда падения напряжения на конденсаторе во столько раз больше внешней э. д. с., во сколько раз емкостное сопротивление контура больше его активного сопротивления.

На самых высоких частотах индуктивное сопротивление преобладает над емкостным и активным, и можно приближенно положить $Z\approx\omega L$. Тогда

$$U_{mC}\approx\frac{E_m}{\omega^2 LC}=\frac{E_m\omega_0^2}{\omega^2}\quad\left(\text{так как } \omega_0^2=\frac{1}{LC}\right):$$

Таким образом, в области высоких частот с ростом ω величина U_{mC} уменьшается пропорционально $1/\omega^2$ и можно считать, что достаточно далеко от резонанса $U_{mC}=0$. На основании полученных результатов может быть построена графически зависимость U_{mC} от ω, т. е. кривая резонанса для напряжения на конденсаторе (рис. 107). Особенность ее состоит в том, что в сторону малых частот кривая опускается не до нуля, а только до значения E_m.

Наконец, рассмотрим зависимость э. д. с. самоиндукции катушки от частоты. Амплитуда этой э. д. с.

$$E_{mL} = \omega L I_m = \omega L \frac{E_m}{Z}.$$

На самых низких частотах, когда приближенно $Z \approx 1/\omega C$, получаем:

$$E_{mL} = \omega^2 LC E_m = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} E_m,$$

т. е. в области низких частот с уменьшением ω величина E_{mL} уменьшается пропорционально ω^2 и можно считать, что достаточно далеко от резонанса $E_{mL}=0$.

При резонансе $X=0$, $Z=R$ и

$$E_{mL} = \frac{\omega L}{R} E_m = \frac{X_L}{R} E_m,$$

т. е. амплитуда э. д. с. самоиндукции катушки во столько раз больше амплитуды внешней э. д. с., во сколько раз индуктивное сопротивление контура больше его активного сопротивления.

На самых высоких частотах, когда приближенно $Z \approx \omega L$, получаем:

$$E_{mL} \approx E_m,$$

т. е. внешняя э. д. с. почти целиком преодолевает только э. д. с. самоиндукции. При этом э. д. с. самоиндукции противоположна по фазе внешней э. д. с., так как сумма их равна нулю.

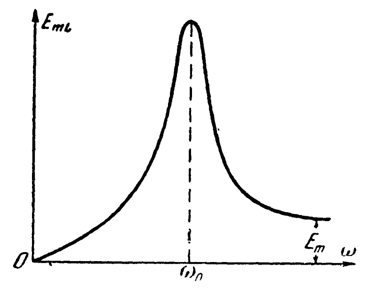


Рис. 108.

Зависимость E_{mL} от ω, т. е. кривая резонанса для э. д. с. самоиндукции, изображена на рис. 108. Ее особенность состоит в том, что в сторону высоких частот кривая опускается не до нуля, а только до значения E_m. Сопоставляя выражения для амплитуд U_{mC} и E_{mL} при резонансе, нетрудно убедиться, что они равны (о чем уже было сказано выше). В самом деле, так как при $\omega=\omega_0$ индуктивное и емкостное сопротивления контура равны, то

$$\frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega CR} = Q$$

и, следовательно, при $\omega=\omega_0$ получаем: $U_{mC}=E_{mL}$.

Написанное выше отношение емкостного сопротивления к активному при резонансе или равное ему отношение индуктивного сопротивления к активному при резонансе, обозначенное через букву Q называется д о б р о т н о с т ь ю к о н т у р а. Добротность контура Q указывает, во сколько раз амплитуда напряжения на конденсаторе или амплитуда э. д. с. самоиндукции катушки при резонансе больше, чем амплитуда внешней э. д. с. Характеризуя резонансные свой-

ства контура, добротность тем самым определяет ширину резонансной кривой. Величина, обратная добротности, т. е.

$$d = \frac{1}{Q} = \frac{R}{\omega L},$$

называется **затуханием контура**[1].

Как ясно из изложенного выше, между величиной затухания собственных колебаний и резонансными свойствами контура существует самая тесная связь. Здесь эта связь получает простое математическое выражение. Добротность контура, характеризующая его резонансные свойства, и затухание контура, характеризующее скорость затухания собственных колебаний в контуре, являются обратными величинами. Вследствие этого резонансные свойства контура можно определять как через добротность контура Q, так и через затухание контура d.

В частности, Q и d связаны простыми соотношениями с шириной кривой резонанса:

$$d = \frac{1}{Q} = \frac{\Delta f}{f_0},$$

где Δf — ширина резонансной кривой по половине мощности, а f_0 — резонансная частота контура, т. е. $\Delta f/f_0$ есть относительная ширина резонансной кривой по половине мощности.

Рассмотрим теперь явление резонанса в колебательном контуре с энергетической точки зрения. Так же как и в случае собственных колебаний, при вынужденных колебаниях происходят превращения энергии электрического поля в энергию магнитного поля и обратно. Вследствие наличия в колебательном контуре активного сопротивления за каждый период вынужденных колебаний определенная доля энергии этих колебаний рассеивается в виде тепла. В случае собственных колебаний эта убыль энергии приводит к затуханию колебаний. А в случае вынужденных колебаний амплитуда колебаний остается постоянной. Это значит, что убыль энергии в контуре как раз компенсируется той энергией, которая поступает в контур из источника э. д. с.

Так как в данном контуре за каждый период рассеивается определенная доля энергии колебаний, то чем больше энергия (а, значит, и амплитуда) колебаний, тем больше энергии должно поступать за период в колебательный контур из источника э. д. с., чтобы в контуре поддерживались вынужденные колебания постоянной амплитуды. Следовательно, наибольшая амплитуда вынужденных колебаний установится в колебательном контуре тогда, когда будет обеспечено поступление наибольшей мощности из источника э. д. с. в контур. Но условия поступления энергии из источника э. д. с. в контур зависят от сдвига фаз между э. д. с. и током в контуре. Чем меньше угол сдвига фаз, тем больше та часть периода, в течение которой энергия поступает из источника э. д. с. в колебательный контур, и тем меньше та часть периода, в течение которой энергия

[1] Затухание контура не следует смешивать с введенной ранее величиной логарифмического декремента затухания δ. Величины d и δ различаются в несколько раз. Пока затухание мало, приближенно можно считать, что $\delta = \pi d$.

возвращается из контура в источник. Случай, когда сдвиг фаз равен нулю, является в этом отношении наиболее благоприятным. Как мы видели, именно при $\omega=\omega_0$ (т. е. при резонансе) сдвиг фаз между э. д. с. и током в контуре обращается в нуль.

Таким образом, с энергетической точки зрения увеличение амплитуды вынужденных колебаний при резонансе объясняется наступлением наиболее благоприятных условий перекачки энергии из источника э. д. с. в колебательный контур. И чем больше возрастает сдвиг фаз при удалении от резонанса, тем больше ухудшаются при этом условия перекачки энергии. А так как фазовая кривая резонанса в области резонанса тем круче, чем меньше затухание контура, то становится понятным, почему с уменьшением затухания острота амплитудных кривых резонанса возрастает. В случае резонанса в колебательном контуре энергетическая картина получается более простой и прозрачной, чем в отрезке длинной линии (см. § 24), так как при резонансе в контуре, в который последовательно включен источник э. д. с., не возникает вопроса о месте включения э. д. с., которое при резонансе в отрезке линии, как мы видели, играет существенную роль.

29. Процессы установления колебаний в контуре

Выше мы рассмотрели вынужденные колебания, которые возникают в колебательном контуре под действием гармонической э. д. с. Были определены амплитуды и фазы тока в контуре, напряжения на конденсаторе и э. д. с. самоиндукции катушки, создаваемые непрерывно действующей гармонической э. д. с. Однако практически мы никогда не имеем дела с таким случаем. Источник э. д. с., изменяющийся во времени по гармоническому закону, никогда не действует «вечно» — он когда-то включается (начинает действовать) и когда-то выключается (перестает действовать). В момент включения источника э. д. с., как уже отмечалось, а также в момент его выключения в колебательном контуре неизбежно возникают собственные колебания, которые накладываются на вынужденные. В этом и заключаются процессы установления при возникновении или исчезновении вынужденных колебаний в контуре.

Прежде чем перейти к изучению этих процессов, отметим, что собственные колебания всегда являются затухающими. Поэтому по прошествии некоторого времени после включения источника э. д. с. собственные колебания затухнут и в контуре останутся одни вынужденные колебания, а через некоторое время после выключения источника э. д. с. в контуре не останется вообще никаких колебаний. Для того чтобы рассмотреть процессы установления и исчезновения вынужденных колебаний в контуре, как раз и нужно учесть те собственные колебания, которые возникают в колебательном контуре при включении и выключении источника внешней э. д. с. Начнем с первой задачи.

Для упрощения положим сначала, что угловая частота внешней э. д. с. ω точно совпадает с угловой частотой собственных колебаний в контуре ω_0. В момент включения всякие колебания в контуре отсутствуют. Ток в контуре и напряжение на конденсаторе в этот момент равны нулю. Но если контур обладает индуктивностью и емкостью, то ни ток в контуре, ни напряжение на конденсаторе не

могут измениться скачком (последнее невозможно потому, что тогда бы мгновенно изменился заряд на конденсаторе, для чего в цепи должен был бы мгновенно возникнуть ток бесконечно большой величины).

Значит, после включения источника внешней э. д. с. ток в контуре и напряжение на конденсаторе начинают нарастать от значения, равного нулю. Но сразу после включения источника э. д. с. уже должны начаться те вынужденные колебания, которые э. д. с. возбуждает. Если вынужденные колебания в контуре уже существуют, а значения тока и напряжения в контуре равны нулю, то это значит, что в момент включения э. д. с. возникают как раз та-

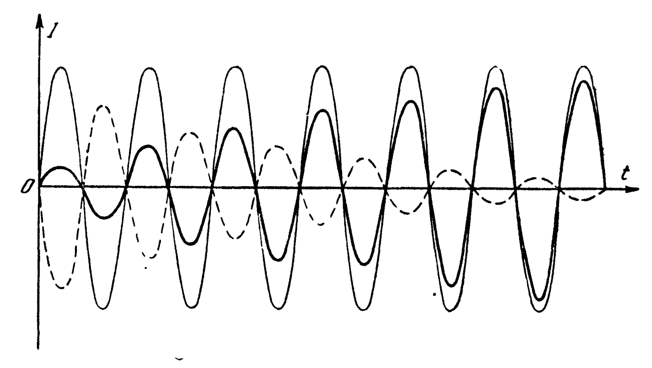


Рис. 109.

кие собственные колебания, которые, складываясь с вынужденными, вместе дают и ток в контуре, и напряжение на конденсаторе, равные нулю; для этого амплитуды вынужденных и собственных колебаний в момент включения должны быть равны, а их фазы противоположны.

Но далее вследствие затухания собственных колебаний амплитуда их становится все меньше по сравнению с амплитудой вынужденных колебаний, которая остается постоянной. Поэтому амплитуда результирующих колебаний, равная разности амплитуд вынужденных и собственных колебаний (так как фазы их противоположны), постепенно возрастает и приближается к амплитуде вынужденных колебаний. Когда собственные колебания совсем затухнут, в контуре остаются одни вынужденные колебания.

Вся эта картина показана на рис. 109, где тонкой сплошной линией изображены вынужденные колебания, тонкой штриховой — собственные, а жирной — результирующие. Для определенности на рис. 109 кривые изображены для тока, но все предыдущие рассуждения в одинаковой мере применимы для напряжения на конденсаторе и э. д. с. самоиндукции катушки.

Процесс установления вынужденных колебаний можно считать законченным тогда, когда заканчивается процесс затухания собственных колебаний в контуре. Следовательно, амплитуда колебаний в контуре устанавливается практически за время $4{,}6\,\tau$, или $9{,}2\,\frac{L}{R}$

(см. § 26). При этом в рассмотренном нами случае амплитуда тока возрастает монотонно от нуля до значения, которое имеет амплитуда установившихся колебаний.

Такой монотонный рост получается при условии, что частота внешней э. д. с. точно совпадает с частотой собственных колебаний контура. Если это условие не выполнено, то процесс установления вынужденных колебаний выглядит несколько иначе. По-прежнему сразу после включения э. д. с. собственные и вынужденные колебания равны по амплитуде и противоположны по фазе. Но вследствие того что угловые частоты этих колебаний (ω и ω_0) несколько различны, сдвиг фаз между ними не остается постоянным, а постепенно изменяется. В результате сложения двух гармонических колебаний с разными частотами, т. е. с меняющимся все время сдвигом фаз, возникают б и е н и я.

Чтобы познакомиться с этим явлением, рассмотрим, как складываются два незатухающих колебания с разными угловыми частотами ω и ω_0 и разными амплитудами A_1 и A_2. Начальные фазы обоих колебаний не играют роли, и мы их будем считать равными нулю. Закон изменения со временем сдвига фаз между двумя колебаниями мы получим, вычтя из фазы первого колебания ωt фазу второго колебания $\omega_0 t$. Следовательно, разность фаз меняется со временем так:

$$\varphi=(\omega-\omega_0)t.$$

В те моменты, когда $\varphi=0\pi$, 2π, 4π ... (вообще составляет четное число раз взятое 2π), оба колебания находятся в фазе и амплитуда результирующего колебания равна сумме обоих складываемых колебаний, т. е. достигает наибольшего значения. А в те моменты, когда $\varphi=\pi$, 3π ... (вообще содержит нечетное число π),

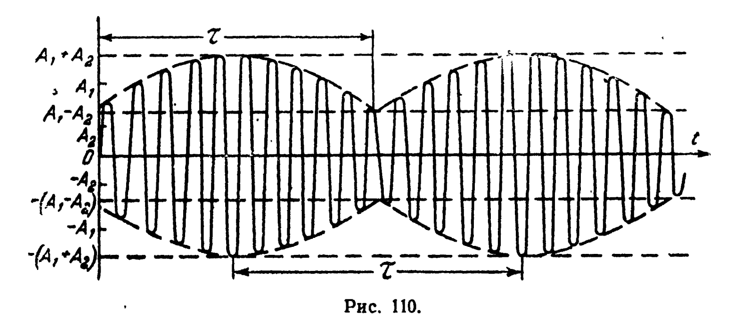


Рис. 110.

оба колебания находятся в противофазе и амплитуда результирующего колебания равна разности амплитуд складываемых колебаний, т. е. падает до наименьшего значения. Так как φ, непрерывно изменяясь со временем, периодически проходит через все значения, кратные целому числу π, то амплитуда результирующего колебания периодически меняется от наибольшей величины, равной сумме амплитуд складываемых колебаний A_1 и A_2, до наименьшей, равной разности этих амплитуд (рис. 110). Такие колебания с периодически меняющейся амплитудой, получившиеся в результате сложе-

ния двух гармонических колебаний с разными частотами, и называются биениями.

Период биений, т. е. промежуток времени τ, в течение которого амплитуда колебаний возвращается к исходному значению, например промежуток времени между двумя соседними наибольшими или наименьшими значениями амплитуд (рис. 110), можно определить из следующих соображений. За время, прошедшее от одного наибольшего значения амплитуды до следующего, разность фаз φ должна измениться на 2π. Следовательно, должно быть $(\omega-\omega_0)\tau=2\pi$, или

$$\tau=\frac{2\pi}{\omega-\omega_0}=\frac{1}{f-f_0},$$

и тогда частота биений

$$F=\frac{1}{\tau}=f-f_0.$$

Это простое соотношение (частота биений равна разности частот складываемых колебаний) показывает, что биения происходят тем медленнее, чем меньше различаются частоты складываемых колебаний.

Биения, аналогичные только что рассмотренным, возникают после включения источника э. д. с. между вынужденными и собственными колебаниями в контуре, если частоты этих колебаний не

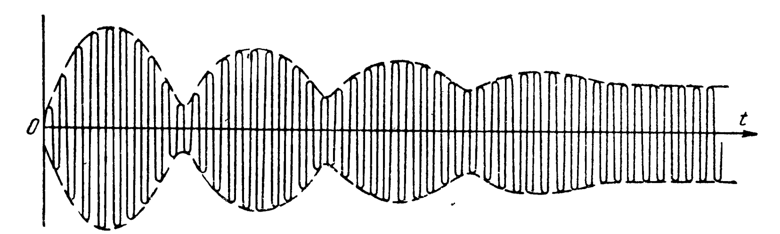


Рис. 111.

совпадают. Отличие от рассмотренных биений заключается, однако, в том, что в момент включения амплитуды обоих колебаний равны, но амплитуда собственных колебаний не остается постоянной, а постепенно убывает. Вследствие этого наибольшее значение амплитуды результирующего колебания, равное сумме амплитуд складываемых колебаний, постепенно уменьшается, а наименьшее значение амплитуды результирующего колебания, равное разности амплитуд складываемых колебаний, постепенно увеличивается. Поэтому «глубина» биений постепенно уменьшается, а когда собственные колебания практически затухнут, биения вообще исчезнут и в контуре установятся колебания с постоянной амплитудой (рис. 111).

Как видно, в начале процесса установления вынужденных колебаний амплитуда колебаний в контуре достигает почти в 2 раза большего значения, чем амплитуда вынужденных колебаний. Этот эффект тем более заметен, чем меньше затухание контура, так как при большом затухании контура амплитуда собственных колебаний

уже за полпериода биений значительно убывает. Время установления вынужденных колебаний и в этом случае определяется временем затухания собственных колебаний, т. е. примерно равно $9 \frac{L}{R}$.

Проследим за процессом установления вынужденных колебаний с энергетической точки зрения (только для простейшего случая, когда $\omega = \omega_0$ и биений не возникает). Энергия, поступающая из источника э. д. с. в колебательный контур, постепенно увеличивает энергию колебаний в контуре («раскачивает» контур), вследствие чего амплитуда колебаний в контуре возрастает. При этом количество энергии, рассеиваемой в контуре в виде тепла, растет быстрее, чем количество энергии, поступающей из источника. Поэтому избыток энергии источника э. д. с. над энергией, рассеивающейся в контуре, становится все меньшим. В результате этого скорость нарастания колебаний замедляется. Когда энергия, рассеивающаяся в контуре, станет равной энергии, поступающей из источника э. д. с., нарастание колебаний прекратится и в контуре установятся колебания с постоянной амплитудой.

Чем меньше затухание контура, тем больше амплитуда вынужденных колебаний в контуре и энергия этих колебаний, т. е. энергия, накопившаяся в контуре. Но тогда тем больше периодов требуется, чтобы источник э. д. с. отдал контуру всю ту энергию, которая должна накопиться в контуре при установлении вынужденных колебаний. Это уже известное нам обстоятельство: чем меньше затухание контура, тем больше время установления, тем дольше раскачиваются колебания в контуре.

Переходим к рассмотрению процессов, происходящих при прекращении действия внешней э. д. с. в контуре, который остается замкнутым. В тот момент, когда прекращается действие внешней э. д. с., хотя контур и остается замкнутым, в нем должны исчезнуть вынужденные колебания. Так как до этого момента колебания в контуре происходили, то в момент выключения источника внешней э. д. с. в контуре существуют некоторый ток и напряжение на конденсаторе. В зависимости от фазы вынужденных колебаний в момент прекращения действия внешней э. д. с. может быть, что либо ток в контуре равен нулю, либо напряжение на конденсаторе равно нулю, но не может случиться, чтобы одновременно были равны нулю и ток в контуре, и заряд на конденсаторе. За счет существующего в момент прекращения действия внешней э. д. с. тока или заряда конденсатора (или и того, и другого вместе), играющих роль начального заряда и начального тока, в контуре возникнут затухающие собственные колебания.

По тем же причинам, что и в случае включения источника э. д. с., величины тока в контуре и заряда конденсатора при выключении не могут измениться мгновенно. Амплитуда возникающих (при выключении э. д. с.) собственных колебаний должна быть равна амплитуде вынужденных колебаний, существовавших до этого. Частота же возникших собственных колебаний, как всегда для таких колебаний, определяется формулой Томсона. Поэтому при прекращении действия внешней э. д. с. в характере колебаний происходят, вообще говоря, два изменения: колебания становятся затухающими и изменяется их частота. Однако в случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$) частота возникших собственных колебаний совпадает с ча-

стотой существовавших ранее вынужденных колебаний и при прекращении действия внешней э. д. с. происходит только одно изменение: колебания из незатухающих превращаются в затухающие (рис. 112).

После того как собственные колебания затухнут, все явления, вызванные в колебательном контуре действием внешней э. д. с.,

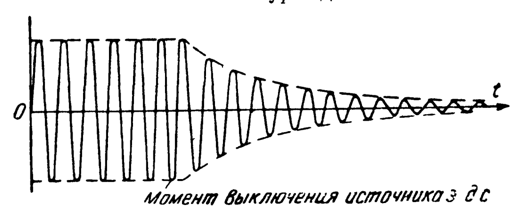


Рис. 112.

закончатся. Как мы знаем, время, нужное для нарастания вынужденных колебаний, определяется временем, в течение которого затухают собственные колебания в контуре. Значит, время, необходимое для нарастания и прекращения колебаний в контуре, одинаково. Оно называется временем установления для данного контура Выше уже указывалось, что время установления можно определить по величинам индуктивности и активного сопротивления колебательного контура. Приближенно это время

$$\tau_{\text{уст}} \approx 9\frac{L}{R}.$$

Продолжительность процесса установления колебаний в контуре иногда бывает удобно выражать не в секундах, а числом колебаний, которые должны произойти, чтобы амплитуда их успела установиться или затухнуть. Это число мы найдем, разделив все время установления на величину периода колебаний T (или, что то же самое, умножив его на частоту колебаний f). Следовательно, число колебаний, которое успевает произойти за время установления,

$$n_{\text{уст}} = \frac{\tau_{\text{уст}}}{T} = \tau_{\text{уст}} f \approx \frac{9fL}{R}.$$

Так как $\omega = 2\pi f = 6{,}3 f$, то мы можем приближенно считать, что

$$n_{\text{уст}} \approx 1{,}5\frac{\omega L}{R}.$$

Но отношение индуктивного сопротивления ωL к активному R есть добротность контура Q и

$$n_{\text{уст}} \approx 1{,}5\,Q.$$

В хороших колебательных контурах, добротность которых достигает нескольких сотен, должно произойти несколько сотен колебаний, пока они успеют нарасти до установившегося значения или затухнуть.

Оба процесса — возникновение и исчезновение вынужденных колебаний в результате включения и выключения источника внешней э. д. с. — можно рассматривать независимо друг от друга (как

мы это делали выше) только в том случае, если один успевает закончиться до того, как начался другой. Например, если источник внешней э. д. с. периодически включается и выключается с периодом T_0 (рис. 113,*а*) и если промежуток времени $T_0/2$ между включением и выключением значительно больше времени установления контура $\tau_{уст}$, то каждый процесс затухания колебаний успевает закончиться до начала нарастания следующего процесса. Поэтому процессы происходят так, как рассмотрено выше, т. е. амплитуда колебаний

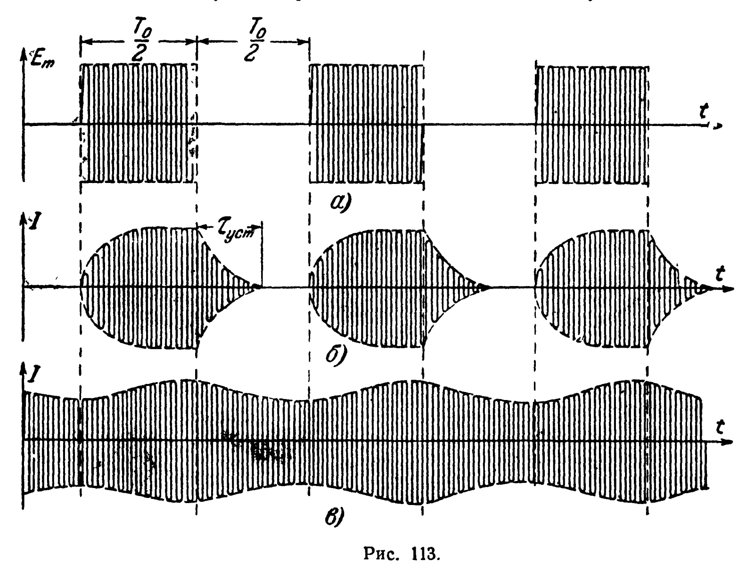


Рис. 113.

в контуре изменяется так, как показано на рис. 113,*б*. Если же $T_0/2$ меньше $\tau_{уст}$, то после включения э. д. с. колебания в контуре не успеют полностью затухнуть до следующего включения. В этом случае после следующего включения нарастание колебаний начнется с некоторого отличного от нуля значения (рис. 113,*в*). И если $T_0/2$ гораздо меньше $\tau_{уст}$, то колебания в контуре не успеют ни заметно возрасти, пока э. д. с. действует, ни заметно затухнуть, пока э. д. с. не действует.

Иначе говоря, при $\frac{T_0}{2} \ll \tau_{уст}$ процесс установления и установившиеся колебания в контуре происходят почти так же, как в случае переменной, но непрерывно действующей э. д. с., т. е. амплитуда установившихся колебаний почти постоянна, несмотря на то, что амплитуда внешней э. д. с. периодически изменяется в пределах от 0 до E_m. Таким образом, изменения амплитуды действующей на колебательный контур э. д. с. тем меньше сказываются на амплитуде вынужденных колебаний в контуре, чем меньше период изменений амплитуды э. д. с. по сравнению со временем установления контура.

30. Действие несинусоидальной э. д. с. на колебательный контур

Все предшествующее рассмотрение относилось к действию на колебательный контур гармонической (синусоидальной) э. д. с. Однако на практике очень часто э. д. с. имеет форму, отличную от синусоидальной. Поэтому необходимо знать, как действуют те или иные несинусоидальные э. д. с. на электрические цепи и, в частности, на простейший колебательный контур. Как мы увидим, эффект, создаваемый несинусоидальной э. д. с. в электрических цепях, существенно зависит от формы э. д. с., т. е. от вида закона, по которому значение э. д. с. изменяется во времени. А так как на практике приходится встречаться с весьма разнообразными формами э. д. с. и важно охватить все эти случаи, то возникает необходимость в таком методе исследования действия несинусоидальной э. д. с на колебательные цепи, который годился бы для возможно большего числа разнообразных форм э. д. с., отличных от синусоидальных

Естественно начать рассмотрение со случаев, когда это отличие формы колебаний от синусоидальной не очень значительно.

Один такой случай мы в сущности уже рассмотрели в предыдущем параграфе. Это случай, когда источник гармонической э. д. с. периодически включается и выключается. В самом деле, амплитуда синусоиды ведь все время должна оставаться постоянной, а поэтому э. д. с., изменяющаяся по гармоническому закону, но с амплитудой, которая периодически изменяется, как в рассмотренном случае, уже не является гармонической. Иначе говоря, колебание, которое изображается не бесконечной синусоидой, а «куском» или «кусками» синусоиды, является уже колебанием несинусоидальным по форме. Это отличие колебания по форме от синусоидального, как мы видели, сказывается на амплитуде и форме вынужденного колебания.

Форма вынужденного колебания, вообще говоря, не повторяет форму вынуждающей э. д. с., и такое искажение формы тем более заметно, что быстрее происходят изменения амплитуды внешней э. д. с. Этот эффект (искажение формы колебания) всегда в большей или меньшей степени происходит в колебательном контуре, если внешняя э. д. с. по форме отлична от синусоидальной. Только в случае чисто синусоидальной внешней э. д. с. вынужденные колебания имеют точно синусоидальную форму. Синусоидальная форма внешнего воздействия обладает исключительной особенностью — она не искажается в колебательном контуре[1]. Это особенное свойство гармонического внешнего воздействия весьма облегчает определение результатов негармонического внешнего воздействия, поскольку заранее известно, что вынужденные колебания в контуре также будут синусоидальными по форме, и требуется определить только амплитуду и фазу их. Так именно мы и действовали выше, рассматривая вынужденные колебания, вызываемые синусоидальной э. д. с.

В случае несинусоидальной э. д. с. можно действовать подобным же образом, представив негармоническую э. д. с. в виде спектра гармонических э. д. с. с разными частотами, амплитудами и фазами, т. е. разложив эту несинусоидальную э. д. с. на гармонические составляющие (см. § 17). Действие каждой из этих гармонических

[1] Мы не говорим о тех случаях, когда в цепь специально включаются элементы, искажающие форму колебаний.

э. д. с. на колебательный контур должно вызывать гармонические вынужденные колебания той же частоты, что и частота соответствующей э. д. с. Амплитуду и фазу каждого из вынужденных колебаний можно определить так, как это делалось выше. А затем, сложив все полученные вынужденные колебания, мы получим результат воздействия данной негармонической э. д. с. на колебательный контур.

Так можно действовать на основании принципа суперпозиции, который для рассматриваемой задачи состоит в том, что эффект от суммы каких-либо воздействий равен сумме эффектов, вызываемых каждым из воздействий в отдельности. Этот принцип справедлив не всегда, но он соблюдается в тех контурах, которые не искажают формы синусоидального воздействия. Поэтому, если мы считаем, что вынужденные колебания, создаваемые каждой из гармонических э. д. с., также синусоидальны по форме, мы вправе эти вынужденные колебания складывать, чтобы найти результирующее колебание. Последнее представляет собой сумму гармонических колебаний с различными частотами, амплитудами и фазами и, следовательно, по форме должно быть отлично от синусоидального.

Кроме того, это вынужденное колебание, вообще говоря, должно быть отличным по форме и от внешней э. д. с. В самом деле, так как гармонические составляющие внешней э. д. с. вызывают в контуре вынужденные колебания, амплитуда и фаза которых зависят от частоты, то соотношение между амплитудами и фазами гармонических вынужденных колебаний в контуре всегда в той или иной степени отлично от соотношений между амплитудами и фазами гармонических составляющих внешней э. д. с. Вследствие этого сумма всех вынужденных колебаний в контуре даст результирующее колебание, форма которого окажется отличной от формы внешней э. д. с.

Заметим, кстати, что при воздействии негармонической внешней э. д. с. на отрезок линии также происходят искажения формы этого воздействия, вследствие того что амплитуды стоячих волн, возбуждаемых различными гармониками внешней э. д. с., по-разному распределены вдоль отрезка линии. Поэтому соотношение между амплитудами гармоник спектра колебаний в разных сечениях отрезка оказывается отличным от соотношения между ними во внешней э. д. с. А это и значит, что форма колебаний в разных сечениях линии различна и, вообще говоря, отличается от формы внешней э. д. с.

Зная, какие соотношения существуют в данном колебательном контуре между амплитудами и фазами гармонических составляющих внешней э. д. с., с одной стороны, и вынужденных гармонических колебаний — с другой, можно судить о том, какие искажения в форму колебаний вносит колебательный контур. Таким образом, для решения всех интересующих нас вопросов прежде всего необходимо разложить несинусоидальную внешнюю э. д. с. на гармонические составляющие.

О задаче разложения не гармонически, а периодически изменяющейся величины на сумму гармонических составляющих мы уже упоминали, когда говорили о гармонических волнах (см. § 17). Как было указано, для осуществления такого разложения в гармонический спектр существуют определенные приемы, однако мы не будем их излагать. На основании рассмотрения отдельных частных приме-

ров мы сделаем некоторые общие выводы: во-первых, о связи между отклонениями формы колебания от синусоидальной и характером гармонического спектра этого колебания и, во-вторых, об условиях неискаженного воспроизведения формы внешней э. д. с. в колебательном контуре. А это именно те вопросы, которые играют важную роль в радиотехнике.

В качестве примера э. д. с., отличной по форме от синусоидальной, рассмотрим биения, т. е. такие колебания э. д. с., амплитуда которых периодически изменяется от наибольшего значения A_1+A_2 до наименьшего A_1-A_2 (см. рис. 110). Мы уже знаем, что такие колебания получаются в результате сложения двух синусоидальных колебаний с разными угловыми частотами ω_1 и ω_2 и амплитудами

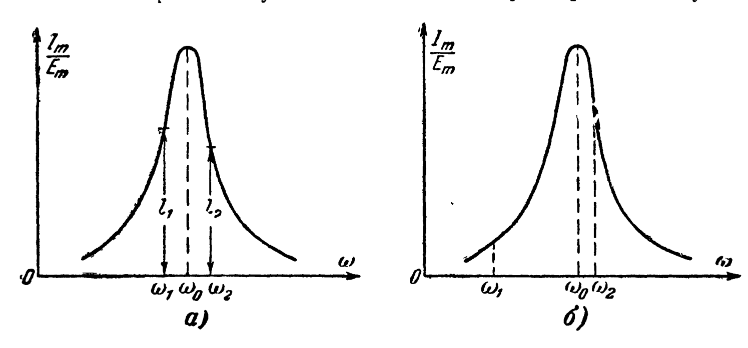


Рис. 114.

A_1 и A_2. Этим определяется спектр э. д. с., изменяющейся по закону биений. Частоты ω_1 и ω_2 и являются угловыми частотами тех двух гармонических составляющих, из которых состоит спектр биений, а наибольшая и наименьшая амплитуды биений определяют амплитуды A_1 и A_2 этих гармонических составляющих. Что же касается фаз гармонических составляющих, то они в данном случае не играют существенной роли и находить их нет надобности.

Определим теперь, какие амплитуды вынужденных колебаний создают эти две гармонические составляющие э. д. с. в колебательном контуре. Каждая из них создает в контуре ток, амплитуда которого может быть определеча с помощью закона Ома, если предварительно будет рассчитано полное сопротивление контура Z для соответствующей частоты ω_1 или ω_2. Но для качественных оценок проще пользоваться кривой резонанса контура (рис. 114), причем на таком графике вдоль вертикальной оси удобно отложить отношение амплитуд тока и э. д. с. На горизонтальной оси отметим угловые частоты ω_1 и ω_2 гармонических составляющих спектра внешней э. д. с., считая, что они расположены более или менее симметрично относительно собственной частоты контура ω_0 (рис. 114,*а*)

Длина вертикального отрезка l_1 или l_2 от оси до кривой резонанса дает отношение амплитуды тока в контуре к амплитуде э. д. с соответственно для частоты ω_1 или ω_2 Если длина этих отрезков одинакова, то отношение амплитуд двух гармонических составляющих тока в контуре останется таким же, как амплитуд гармониче

ских составляющих внешней э. д. с.[1]. И если обе частоты ω_1 и ω_2 лежат вблизи собственной частоты контура ω_0, то амплитуды двух гармонических составляющих вынужденных колебаний будут достаточно близки друг к другу, если $A_1=A_2$.

Из сказанного ясно, что колебательный контур сильно отзывается на внешнее воздействие, не искажая его формы, только в случае, если обе гармонические составляющие спектра внешней э. д. с. расположены в пределах «горба» кривой резонанса и притом симметрично относительно ω_0.

Область частот, в которой лежит «горб» резонансной кривой, называют полосой пропускания колебательного контура. Обычно границами полосы пропускания считаются частоты, при которых амплитуда тока уменьшается до 0,7 максимальной, т. е. ширина полосы пропускания $\Delta\omega$ совпадает с упоминавшейся в § 28 шириной резонансной кривой по половине мощности. Следовательно, относительная ширина полосы пропускания контура

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}=\frac{\Delta f}{f_0}=\frac{1}{Q},$$

где Q — добротность контура.

Таким образом, колебательный контур сильно отзывается на внешнюю э. д. с. в форме биений и воспроизводит ее без существенных искажений только при условии, что обе гармонические составляющие спектра внешней э. д. с. расположены симметрично относительно резонансной частоты контура ω_0 и укладываются в полосу пропускания колебательного контура $\Delta\omega$, для чего должно быть $\Delta\omega>\omega_2-\omega_1$.

На рис. 114,*б* показан случай, когда оба эти условия не соблюдаются и одна из гармонических составляющих внешней э. д. с. ω_2 вызывает вынужденные колебания большей амплитуды, чем амплитуда колебаний, вызванных другой составляющей ω_1. Поэтому в данном случае глубина биений тем меньше, чем больше $\omega_2-\omega_1$ по сравнению с $\Delta\omega$. При $\omega_1\ll\omega_2$ контур вовсе не будет отзываться на первую из составляющих спектра и вместо биений в контуре установятся вынужденные колебания одной частоты и постоянной амплитуды.

С подобным случаем, когда колебательный контур не воспроизводит изменений амплитуды внешней э. д. с., мы уже встречались в предыдущем параграфе. Но условия, при которых этот случай наступает, там были сформулированы несколько иначе, а именно: изменения амплитуды внешней э. д. с., происходящие с периодом T_0, воспроизводятся контуром, если время установления контура $\tau_{уст}<T_0$.

Однако рассмотрение вопроса о вынужденных колебаниях в контуре, возникающих под действием негармонической э. д. с., с двух различных точек зрения, во-первых, с точки зрения времени установления в контуре и, во-вторых, с точки зрения полосы пропускания контура приводит к одинаковым результатам.

Для подтверждения сказанного рассмотрим более подробно вопрос о спектре внешней э. д. с., амплитуда которой изменяется пе-

[1] Конечно, при условии, что сама кривая резонанса симметрична.

риодически. В простейшем случае биений спектр состоит из двух гармонических составляющих, разность частот которых тем больше, чем меньше период биений, т. е. чем быстрее изменяется амплитуда колебаний. Нетрудно понять происхождение такой зависимости. Результирующая амплитуда зависит от разности фаз складываемых колебаний и изменяется тем быстрее, чем быстрее изменяется эта разность фаз. Но так как разность фаз

$$\varphi = 2\pi(f_2 - f_1)t$$

изменяется тем быстрее, чем больше $f_2 - f_1$, то амплитуда результирующего колебания, состоящего из суммы двух гармонических колебаний, будет изменяться быстро, если частоты этих колебаний различаются на значительную величину.

В случае более сложного закона изменения амплитуды колебаний состав спектра также усложняется. Спектр содержит уже более чем две гармонические составляющие, но ширина спектра, т. е. разность частот между крайними (по частоте) составляющими спектра, при данном законе изменения амплитуды качественно определяется теми же условиями, что и в случае биений. Амплитуда суммы многих гармонических составляющих, так же как амплитуда суммы двух гармонических составляющих, может быстро изменяться только в том случае, если быстро изменяются разности фаз хотя бы между некоторыми гармоническими составляющими. А для этого последние должны значительно различаться по частоте, т. е. полоса частот, в которой расположены частоты гармонических составляющих, должна быть достаточно широкой.

Теперь ясно, почему эквивалентны обе примененные нами оценки для определения условий, при которых изменения амплитуды внешней э. д. с. воспроизводятся (или не воспроизводятся) колебательным контуром. С одной стороны, полоса пропускания

$$\Delta f \approx \frac{1{,}5}{\tau_{уст}},$$

а с другой — ширина спектра негармонического колебания

$$f_2 - f_1 \approx \frac{1}{T_0},$$

где T_0 — период изменения амплитуды негармонической э. д. с.

Из этих равенств совершенно очевидна эквивалентность двух условий:

$$\tau_{уст} < T_0 \text{ и } \Delta f > f_2 - f_1$$

или

$$\tau_{уст} > T_0 \text{ и } \Delta f < f_2 - f_1.$$

Однако соотношение между периодом изменения амплитуды э. д. с. и шириной спектра этой э. д. с. в виде $f_2 - f_1 \approx 1/T_0$ справедливо только в случае биений. При других законах периодического изменения амплитуды э. д. с. спектр оказывается шире. Например, в случае синусоидальной э. д. с. с частотой f, амплитуда которой меняется также по синусоидальному закону (рис. 115), спектр содержит три составляющие с частотами $f - F$, f и $f + F$, где F — частота изменения амплитуды э. д. с. ($T_0 = 1/F$ — период этих изменений). При этом амплитуды гармонических составляющих с частота-

ми $f-F$ и $f+F$ одинаковы по величине и тем больше, чем больше относительные изменения амплитуды э. д. с.[1] Ширина спектра в этом случае составляет $(f+F)-(f-F)=2F$.

А если амплитуда э. д. с. периодически изменяется, но не по гармоническому, а по какому-либо иному периодическому закону, то спектр э. д. с. обогащается еще новыми составляющими с частотами $f \pm 2F$, $f \pm 3F$ и т. д. Амплитуды этих гармонических составляющих по мере удаления от частоты f в большинстве случаев убывают. Так как гармонические составляющие с малыми амплитудами не влияют существенно на форму результирующего колебания, то практически для неискаженного воспроизведения формы колебаний необязательно воспроизводить гармонические составляющие, имеющие очень малые амплитуды. Поэтому при оценке ширины спектра можно принимать во внимание только гармонические составляющие, имеющие достаточно большие амплитуды. Например, если амплитуда э. д. с. периодически с частотой F меняется скачком от 0 до E_m и от E_m до 0 (как на рис. 113,*а*), то в спектре ее значительные амплитуды имеют составляющие с частотами, отстоящими от f не более чем на $3F$. Следовательно, можно принять, что ширина спектра составляет в данном случае $6F$.

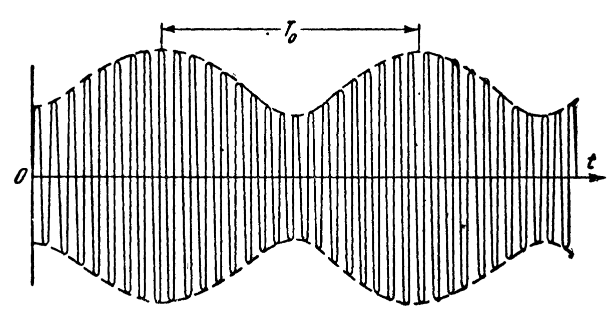


Рис. 115.

Подведем некоторые итоги. В колебательном контуре без искажений формы воспроизводятся только гармонические колебания[2]. Этим определяется особое положение гармонических колебаний как «наиболее простых» колебаний, на которые целесообразно разлагать всякие другие колебания, по форме отличающиеся от синусоидальных. При таком разложении в гармонический спектр каждая из гармонических составляющих, как всякая синусоида, должна считаться существующей «вечно», и поэтому для каждой гармониче-

[1] Следует обратить внимание на то, что форма колебания, амплитуда которого изменяется по синусоидальному закону, отличается от формы биений (рис. 110) в области малых амплитуд. Огибающая амплитуд в первом случае является синусоидой, а в случае биений несинусоидальна. Поэтому и спектры этих двух колебаний оказываются различными.

[2] Это справедливо только с той оговоркой о свойствах контура, которая сформулирована в примечании на стр. 166.

ской составляющей внешней э. д. с. требуется определить только амплитуду и фазу вынужденных гармонических колебаний (без процессов установления). Эти амплитуды и фазы оказываются как раз такими, что сумма всех вынужденных гармонических колебаний воспроизводит полную картину вынужденных колебаний в контуре.

Отклонения формы вынужденных колебаний от формы э. д. с. обусловлены тем, что амплитуда и фаза каждого из вынужденных гармонических колебаний связаны с амплитудой и фазой соответствующей гармонической составляющей внешней э. д. с. соотношениями, зависящими от частоты. Если ширина спектра внешней э. д. с. не мала по сравнению с полосой пропускания контура, то эта зависимость от частоты неизбежно вносит искажения в форму колебаний. Искажения становятся особенно сильными, когда ширина спектра внешней э. д. с. превышает полосу пропускания контура.

Но, с другой стороны, резонансные системы должны обладать достаточно высокой добротностью, для того чтобы использование явления резонанса давало больший эффект и позволяло выделить нужную радиостанцию среди всех других.

Таким образом, от резонансных цепей передатчика и приемника требуются одновременно и высокая добротность, и широкая полоса пропускания. Оба эти требования одновременно могут быть выполнены тем лучше, чем выше частота волны, которая переносит сигналы — «несущая частота» f_0. В самом деле, как уже указывалось, относительная ширина полосы пропускания Δf связана с добротностью Q соотношением $\Delta f/f_0=Q$. Но при передаче радиосигналов всегда требуется обеспечить заданную абсолютную полосу пропускания Δf, которая определяется наивысшими частотами модуляции.

Из приведенного соотношения видно, что при заданной абсолютной ширине полосы пропускания Δf добротность Q тем больше, чем выше f_0. Иначе говоря, для того чтобы можно было применять резонансные системы с высокой добротностью, относительная полоса пропускания $\Delta f/f_0$ должна быть мала. А последнее требование и означает, что частота модулирующих колебаний должна быть много ниже частоты модулируемых колебаний.

31. Параллельный резонанс

Мы рассматривали выше явление резонанса в так называемом последовательном колебательном контуре, в который источник э. д. с. включен последовательно с конденсатором и катушкой индуктивности контура (см. рис. 100). Иным будет явление резонанса в параллельном контуре, когда по отношению к источнику э. д. с. конденсатор C и катушка индуктивности L, образующие колебательный контур, включены параллельно (рис. 116). При этом обе ветви контура обладают активными сопротивлениями соответственно R_1 и R_2. Так как диэлектрические потери в конденсаторе обычно малы, то величина общего активного сопротивления контура определяется главным образом активным сопротивлением R_2 катушки.

Что касается внутреннего сопротивления R_i источника э. д. с., то в случае параллельного резонанса считать его малым принципиально нельзя. Дело в том, что в случаях последовательного и параллельного резонансов величина внутреннего сопротивления источника (которое мы во всех случаях будем считать чисто активным) играет существенно различную роль.

В случае последовательного резонанса внутреннее сопротивление источника э. д. с. R_i (рис. 117,*а*) включено последовательно с активным сопротивлением контура R; поэтому затухание контура и его резонансные свойства определяются величиной $R+R_i$. Если R_i мало по сравнению с R, то оно не сказывается существенно на затухании контура и резонансных явлениях. Если же R_i велико по сравнению с R, то оно существенно увеличивает затухание контура и ухудшает его резонансные свойства (когда R_i превышает некоторое критическое значение, контур превращается из колебательного в апериодический и резонансных явлений в нем вообще не наблюдается)

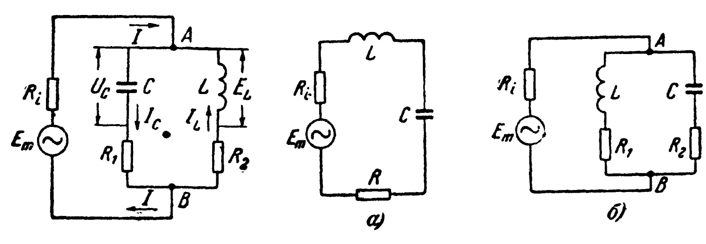


Рис. 116. Рис. 117.

В случае же параллельного резонанса внутреннее сопротивление R_i источника э. д. с. (рис. 117,*б*) включено параллельно колебательному контуру и шунтирует его. Так как напряжение на зажимах этого сопротивления R_i задано условиями, существующими в колебательном контуре, то мощность, потребляемая сопротивлением R_i, пропорциональна $1/R_i$. Поэтому при параллельном резонансе внутреннее сопротивление источника э. д. с. не увеличивает затухания и не ухудшает резонансных свойств параллельного контура только когда оно достаточно велико (больше полного сопротивления параллельного колебательного контура при резонансе, см. ниже). Чем меньше внутреннее сопротивление источника, тем больше затухание контура и тем слабее в нем выражены резонансные эффекты. Наконец, когда R_i становится меньше некоторого критического значения, контур превращается из колебательного в апериодический и резонансных явлений в нем вообще не наблюдается.

Таким образом, возможность практического осуществления последовательного или параллельного резонанса определяется внутренним сопротивлением источника э. д. с. Источники с малым внутренним сопротивлением могут быть использованы только для осуществления последовательного резонанса, а источники с большим внутренним сопротивлением — только для осуществления параллельного резонанса.

Для упрощения дальнейших рассуждений мы будем полагать, что внутреннее сопротивление R_i источника э. д. с. E_m при параллельном резонансе много больше полного сопротивления присоединенного к нему параллельного контура. В таком случае, как нам уже приходилось указывать, можно считать, что амплитуда создаваемого источником э. д. с. тока $I_m=E_m/R_i$ не зависит от парамет-

ров колебательного контура. Но параметрами контура определяется соотношение между амплитудами токов, разветвляющихся в точках A и B контура, и текущих в ветвях, содержащих емкость C и индуктивность L. Если бы активные сопротивления R_1 и R_2 в ветвях параллельного контура отсутствовали, то для этого контура по закону Кирхгофа действующая в контуре э. д. с. должна бы быть равна падению напряжения на конденсаторе (поскольку падения напряжения на активных сопротивлениях отсутствуют), т. е $E_{mL}=U_{mC}$.

Так как ток, текущий через конденсатор, на $\pi/2$ опережает падение напряжения на нем, а ток, текущий в катушке индуктивности, на $\pi/2$ запаздывает по отношению к э. д. с. катушки, то фазы токов в емкостной и индуктивной ветвях оказываются сдвинутыми на π. Это значит, что в то время, когда ток I_C течет от A к B, ток I_L течет от B к A, и наоборот.

Поэтому амплитуда тока в общей цепи $I_m=I_{mL}—I_{mC}$, где I_{mL} и I_{mC} — амплитуды токов, текущих соответственно в индуктивной и емкостной ветвях параллельного контура.

В области самых низких частот индуктивное сопротивление гораздо меньше емкостного и I_{mL} гораздо больше I_{mC}, т. е. приближенно $I_{mL}\approx I_m$ (в емкостную ветвь ток практически не ответвляется). А в области самых высоких частот емкостное сопротивление гораздо меньше индуктивного и I_{mC} гораздо больше I_{mL}, т. е. приближенно $I_{mC}\approx I_m$ (ток практически не ответвляется в индуктивную ветвь). Для области частот, в которой сопротивления емкостной и индуктивной ветвей становятся близкими по величине, I_m уменьшается и падает до нуля, когда $I_{mL}=I_{mC}$, т. е. когда $\omega L=1/\omega C$.

Действительно, если бы активные сопротивления R_1 и R_2 в ветвях параллельного контура отсутствовали и токи I_L и I_C были противоположны по фазе, то в случае, когда по амплитуде они равны, весь ток, притекающий к разветвлению по одной ветви, утекал бы по другой ветви, и в общей цепи тока не было бы (это значило бы, что полное сопротивление параллельного контура при резонансе становится бесконечно большим, и поэтому пренебрегать им по сравнению с внутренним сопротивлением источника уже нельзя).

Однако в реальных контурах, обладающих активным сопротивлением, I_m не спадает до нуля в силу того, что при наличии активных сопротивлений сдвиг фаз между токами I_{mL} и I_{mC} не достигает π и тем больше отличается от π, чем больше активное сопротивление контура. Следовательно, параллельный резонанс в реальных колебательных контурах наступает тогда, когда токи, текущие в конденсаторе и катушке, оказываются почти равными по амплитуде и почти противоположными по фазе. Вследствие этого при заданной амплитуде тока в общей цепи $I_m=E_m/R_i$ амплитуды I_{mL} и I_{mC} токов в ветвях оказываются значительно бо́льшими, чем I_m.

Таким образом, резонансный эффект в параллельном контуре состоит в том, что токи, текущие в емкостной и индуктивной ветвях колебательного контура, оказываются гораздо большими, чем ток, отдаваемый источником э. д. с., и тем большими, чем меньше активное сопротивление колебательного контура. В случае последовательного резонанса, как мы видели, резонансный эффект состоит в том, что напряжение на конденсаторе и э. д. с. самоиндукции катушки контура оказываются гораздо бо́льшими, чем э. д. с.

источника, и тем бо́льшими, чем меньше активное сопротивление контура. Такое соотношение резонансных эффектов в случаях последовательного и параллельного резонансов дало основание первый случай называть резонансом напряжений, а второй — резонансом токов.

Определение величины полного сопротивления параллельного контура требует сравнительно громоздких расчетов. Поэтому мы приведем только приближенный результат этих расчетов для случая, когда активное сопротивление параллельного контура достаточно мало. При этом полное сопротивление параллельного контура при резонансе

$$Z_{рез} = \frac{L}{CR}.$$

Пока $Z_{рез}$ заметно меньше внутреннего сопротивления источника э. д. с., величину тока I_m можно считать почти постоянной. При этом с ростом $Z_{рез}$ должно возрастать напряжение между точками A и B параллельного контура. Но когда $Z_{рез}$ становится сравнимым с R_i, вблизи резонанса I_m не остается постоянным, а падает при приближении к резонансу. Однако при большом $Z_{рез}$ между точками A и B может быть получено достаточно большое напряжение. Именно для этой цели чаще всего применяется параллельный резонанс в радиотехнической практике.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ИЗЛУЧЕНИЕ И ПРИЕМ РАДИОВОЛН

32. Излучение радиоволн

Рассмотренные в предыдущих главах электромагнитные волны и колебания играют важную роль в процессах передачи и приема сигналов по радио. В настоящей главе будут рассмотрены вопросы излучения и приема радиоволн, т. е. электромагнитных волн, применяемых для передачи и приема сигналов по радио.

Распространяясь вдоль длинной линии, электромагнитная волна все время остается связанной с проводами линии: она «скользит» вдоль проводов, как бы опираясь на них. Но можно создать такие условия, при которых электромагнитная волна теряет свою связь с проводами и распространяется дальше в свободном пространстве. Процесс возникновения электромагнитных волн, не связанных с проводами, называется излучением.

Такое излучение волн возникает, например, в случае, когда к концам проводов двухпроводной линии, вдоль которой распространяется электромагнитная волна, присоединены два прямолинейных отрезка провода, расположенных перпендикулярно линии (рис. 118). В этих отрезках проводов под действием поля электромагнитной волны, распространяющейся вдоль двухпроводной линии, будет происходить движение электрических зарядов и возникнет электрический ток. Знаки зарядов и направления тока в отрезках проводов останутся такими же, как и в проводах линии, т. е. в каждый момент заряды на обоих отрезках равны по величине и противоположны по знаку, а токи направлены навстречу, в том смысле, что когда в одном отрезке ток течет от точки его присоединения к линии

к свободному концу отрезка, в другом отрезке ток течет от свободного конца отрезка к точке присоединения его к линии.

Следовательно, в пространстве направление токов в отрезках проводов в каждый момент времени совпадает и эти токи как бы являются один продолжением другого.

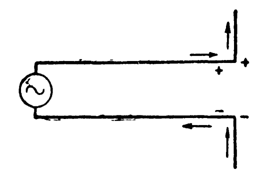


Рис. 118.

Сочетание двух связанных электрических зарядов, равных по величине и противоположных по знаку, как уже было сказано, называется диполем. Рассматриваемые нами два отрезка провода, присоединенных к концу линии, образуют такой диполь.

Вследствие того, что отрезки провода, образующие диполь, расположены на одной прямой, а не параллельно друг другу (как провода двухпроводной линии), движущиеся в диполе заряды создают электрическое и магнитное поля, конфигурация которых существенно отличается от конфигурации полей вокруг двухпроводной линии. Так как две половины диполя в каждый момент заряжены разноименными зарядами, то силовые линии создаваемого ими электрического поля начинаются на одной половине диполя и кончаются на другой (штриховые линии на рис. 119). С другой стороны, так как токи, текущие в двух половинах диполя, являются как бы продолжением один другого, то вместе они создают такое же магнитное поле, как прямолинейный ток, т. е. силовые линии этого поля представляют собой окружности, центры которых лежат на оси отрезков провода (сплошные линии на рис. 119).

Оба создаваемых движущимися зарядами поля изменяются во времени по тому же закону, по какому изменяется ток, текущий в диполе. Следовательно, в пространстве, окружающем диполь, возникает переменное электромагнитное поле, в котором, как это видно из рис. 119, направления электрического и магнитного полей в каждой точке перпендикулярны друг другу. Кроме того, не слишком близко к диполю направления обоих полей в каждой точке перпендикулярны радиусу, проведенному из центра диполя к рассматриваемой точке (рис. 120).

Если вдоль двухпроводной линии, к которой присоединен диполь,

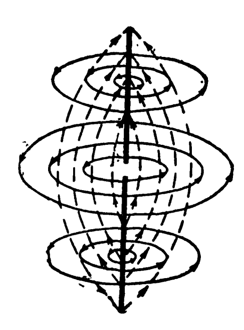


Рис. 119.

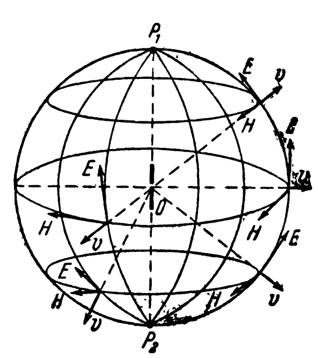


Рис. 120.

распространяется гармоническая волна, то она возбуждает в проводах диполя переменный ток, изменяющийся по синусоидальному закону. Тогда по этому же закону изменяются и напряженности электрического и магнитного полей, возникающих вокруг диполя, причем эти изменения происходят в одинаковых фазах (последнее справедливо только в области, не слишком близкой к диполю, начиная с расстояний порядка длины волны). При этом, как показано на рис. 120, направления обоих полей оказываются всегда такими, что буравчик, расположенный вдоль радиуса сферы, описанной вокруг диполя, при повороте его рукоятки по кратчайшему пути от направления электрического поля к направлению магнитного поля будет двигаться в направлении от диполя. Так как оба поля изменяются в одинаковых фазах, то они одновременно изменяют направление на обратное, поэтому направление движения буравчика все время остается неизменным.

Как было указано в § 16, такое переменное электромагнитное поле, которое возникает вокруг диполя, должно распространяться в пространстве в виде электромагнитной волны. Удаляясь от диполя, электромагнитная волна распространяется в пространстве все дальше и дальше, т. е. диполь излучает электромагнитные волны.

Так как переменное электромагнитное поле возникает во всем пространстве, окружающем диполь, то электромагнитные волны распространяются от него во всех направлениях. Однако амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей, создаваемых диполем, в разных направлениях различны.

Рассмотрим, как зависят от направлений амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей, создаваемых диполем, для случая, когда размеры диполя не превышают половины длины волны. Если в сфере, центр которой O совпадает с центром диполя (рис. 120), примем точки пересечения оси диполя со сферой за полюсы (P_1 и P_2), то на экваторе этой сферы амплитуды напряженностей обоих полей наибольшие, а для точек, лежащих на одном меридиане, по мере приближения к полюсам амплитуды напряженностей полей убывают до нуля. Во всех точках, лежащих на одной параллели, амплитуды напряженностей обоих полей одинаковы. Соответственно и амплитуды напряженностей полей в волнах, излучаемых в разных направлениях, также оказываются различными. Они наибольшие в направлениях, перпендикулярных диполю, и постепенно уменьшаются по мере отклонения от этих направлений, уменьшаясь до нуля в направлении вдоль диполя; в этом направлении диполь практически не излучает радиоволн.

Направления электрического и магнитного полей в излучаемой диполем волне легко определить, глядя на рис. 120. Вектор напряженности электрического поля излучаемой волны лежит в той же плоскости, в которой расположен сам диполь; направление магнитного поля перпендикулярно этой плоскости. Кроме того, как всегда в электромагнитной волне, направления обоих полей перпендикулярны направлению распространения волны, т. е. радиусу, проведенному из точки O. Фаза волны одинакова во всех точках, лежащих на любой сфере, имеющей центр в середине диполя. Поверхность, на которой лежат точки волны, имеющие одинаковую фазу, называется фронтом волны. Следовательно, диполь излучает волну со сферическим фронтом. На больших расстояниях от всякой антенны фронт излучаемой ею волны можно считать сферическим. При очень боль-

шом радиусе сферы небольшие участки фронта волны можно считать плоскими. Поэтому вдали от антенны в ограниченной области всегда можно считать фронт излучаемой волны плоским.

Излучаемые диполем радиоволны обладают энергией, которая заключена в электрическом и магнитном полях этих волн. Следовательно, через поверхность сферы, окружающей диполь, изнутри наружу проходит поток электромагнитной энергии. Эту энергию доставляет электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль питающей диполь линии.

Плотность потока этой энергии (т. е. количество энергии, проходящей за единицу времени через перпендикулярную направлению распространения энергии площадку, имеющую площадь, равную единице) в разных точках сферы оказывается различной. Она наибольшая в тех точках, где амплитуды напряженностей полей волны наибольшие (т. е. вблизи экватора), и уменьшается по мере приближения к полюсам

Если построить вокруг диполя две сферы разных радиусов R_1 и R_2 (рис. 121), то весь поток электромагнитной энергии, который проходит через первую сферу, проходит и через вторую, конечно при условии, что между ними энергия не поглощается. Значит, мощность всего потока энергии, проходящего через обе сферы, одна и та же. Но плотности потока энергии через обе сферы различны, так как поверхности двух сфер не одинаковы, а относятся, как квадраты их радиусов. Следовательно, по мере удаления от диполя плотность потока энергии уменьшается пропорционально квадрату расстояния от диполя. С другой стороны, плотность потока энергии, переносимой волной, определенным образом связана с напряжениями электрического и магнитного полей этой волны.

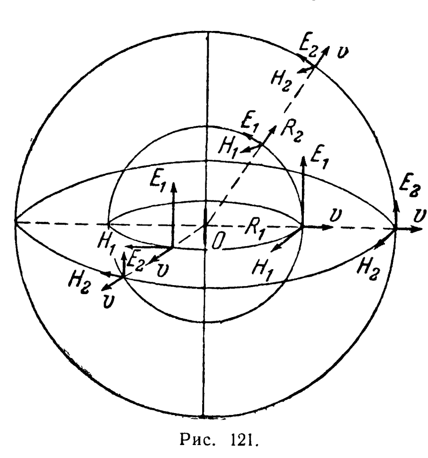


Рис. 121.

Теоретическое рассмотрение показывает, что плотность потока энергии пропорциональна произведению напряженностей электрического и магнитного полей волны. И если плотность потока энергии изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния до диполя, то амплитуды напряженностей полей в волне, поскольку они убывают одинаково, должны изменяться обратно пропорционально первой ступени расстояния до диполя. Поэтому на рис. 121, где радиус R_2 примерно вдвое больше радиуса R_1, напряженности полей E_2 и H_2 на сфере радиуса R_2 в каждом направлении примерно вдвое меньше напряженностей полей E_1 и H_1 на сфере радиуса R_1. Эта зависимость справедлива во всех случаях распространения сферических электромагнитных волн в свободном пространстве. Уменьшение амплитуд напряженностей полей электромагнитной волны в свободном пространстве происходит пото-

му, что, распространяясь в пространстве, волна захватывает все бо́льшие и бо́льшие области (так как волна в той или иной степени всегда расходится, удаляясь от диполя) и плотность энергии волны, т. е. количество энергии, приходящееся на единицу объема пространства, по мере удаления от диполя уменьшается. А это значит, что уменьшаются амплитуды напряженностей полей в волне, хотя никакого поглощения энергии волны и превращения ее в другой вид энергии при распространении в свободном пространстве не происходит.

Если бы в пространстве, в котором происходит распространение волны, присутствовали проводники, то волна вызывала бы появление в них токов и на поддержание этих токов расходовалась бы часть энергии электромагнитной волны. В этом случае амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей волны убывали бы быстрее, чем пропорционально первой степени расстояния от диполя. Помимо ослабления волны, вызванного расхождением волны при распространении, происходило бы затухание волны, обусловленное потерями энергии в среде, в которой распространяется волна.

Обратимся к вопросу о той общей мощности, которая превращается в мощность излучаемых диполем радиоволн. Прежде всего эта мощность зависит от соотношения между длиной диполя и длиной излучаемой волны. Если длина диполя очень мала по сравнению с длиной излучаемой волны, то мощность излучаемых диполем волн очень мала. Чтобы диполь излучал значительную долю подводимой к нему мощности, длина его не должна быть мала по сравнению с длиной волны. Поэтому чем длиннее излучаемая волна, тем больше должны быть размеры диполей. Уже это одно затрудняет излучение электромагнитных волн очень большой длины. Кроме того, при применении очень длинных волн возникает ряд других трудностей.

Хотя все, что мы говорили выше об излучении электромагнитных волн, принципиально справедливо для волн любой длины, но практически излучение электромагнитных волн становится заметным только тогда, когда длина излучаемой волны не очень велика, т. е. частота тока, возбуждающего переменное электромагнитное поле, не слишком низка (по крайней мере не ниже нескольких десятков килогерц).

Если длина диполя подобрана соответствующим образом и потери энергии в проводах диполя малы, то преобладающая доля всей мощности, которую приносит с собой распространяющаяся вдоль питающей диполь линии электромагнитная волна, излучается диполем в окружающее пространство. В отношении потребления подводимой из линии мощности, согласованный с линией диполь ведет себя так же, как включенное в конец линии сопротивление, потребляющее всю подводимую мощность.

Можно сказать, что диполь обладает **сопротивлением излучения**, равным тому активному сопротивлению, в котором потреблялась бы такая же мощность. Но обычное активное сопротивление определяет мощность, затрачиваемую на нагрев проводника, а сопротивление излучения характеризует мощность, которую уносят с собой излучаемые радиоволны. Так как провода диполя обладают некоторым сопротивлением, то мощность, подводимая к диполю, расходуется не только на излучение, но и на нагрев про-

водов диполя. Чем больше сопротивление излучения диполя по сравнению с сопротивлением его проводов, тем бо́льшая доля всей мощности, подводимой к диполю, излучается в виде электромагнитных волн и тем больше к. п. д. диполя как излучателя электромагнитных волн.

В качестве излучателей радиоволн применяются специальные устройства, которые носят название передающих антенн. Рассмотренный диполь является простейшей передающей антенной. На практике обычно применяются более сложные антенны. Сведения о некоторых типах антенн будут приведены ниже.

Рассмотрим теперь вопрос об излучении радиоволн двухпроводной линией, которого мы не касались раньше, поскольку процесс излучения радиоволн еще не был рассмотрен.

Всякий прямолинейный проводник, питаемый переменным током, создает вокруг себя переменное электромагнитное поле и подобно диполю должен излучать радиоволны; каждый из проводов двухпроводной линии, питаемой переменной э. д. с., так же должен был бы излучать радиоволны. Но токи в обоих проводах в каждом сечении линии плоскостью, перпендикулярной оси линии, равны по величине и направлены в противоположные стороны. Поэтому каждые два противолежащих участка проводов линии, например a_1, $б_1$ и a_2, $б_2$ (рис. 122), излучают электромагнитные волны в противоположных фазах.

В направлениях N_1 и N_2, перпендикулярных плоскости линии, в которых разность хода для волн, излучаемых обоими проводами линии, равна нулю, обе волны в любую точку приходят в противоположных фазах и, складываясь, уничтожают друг друга. Значит, в направлениях N_1 и N_2 двухпроводная линия не излучает электромагнитных волн. В направлениях же M_1 и M_2, лежащих в плоскости линии, обе волны приходят в любую точку с разностью хода, равной расстоянию между проводами линии, т. е. с разностью фаз $2\pi\frac{d}{\lambda}$. Так как, кроме того, оба провода излучают волны в противофазе, т. е. со сдвигом фаз π, то общий сдвиг фаз между волнами, пришедшими в какую-либо точку в направлении M_1 или M_2 от двух проводов линии, равен

$$\varphi_1 = \pi - \frac{2\pi d}{\lambda} = \pi\left(1 - \frac{2d}{\lambda}\right).$$

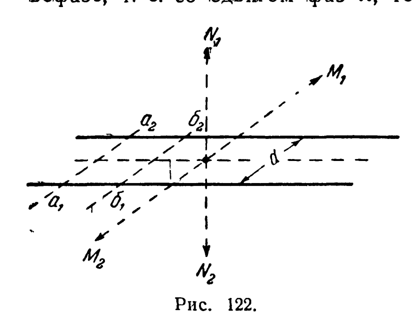


Рис. 122.

Если расстояние d очень мало по сравнению с длиной волны λ, то разность фаз близка к π, и поэтому в направлении M_1M_2 обе волны, так же как и в направлении N_1N_2, гасят друг друга. Если же d не очень мало по сравнению с λ, то сдвиг фаз меньше π. Тогда обе волны приходят уже не точно в противоположных фазах и поэтому неполностью гасят друг друга в направлении M_1M_2. При этих условиях двухпроводная линия будет излучать радиоволны

в направлениях M_1 и M_2. Это излучение тем сильнее, чем больше расстояние между проводами. Когда расстояние между проводами достигает значения $d=\lambda/2$, сдвиг фаз между волнами равен нулю, т. е. обе волны, складываясь в фазе, усиливают друг друга.

Таким образом, всякая пара параллельных проводов, питаемая одинаковыми переменными токами, направленными в противоположные стороны, вообще не излучает электромагнитных волн в направлении, перпендикулярном плоскости, в которой лежат провода, а в направлении, лежащем в самой этой плоскости, излучает тем слабее, чем меньше расстояние между проводами по сравнению с длиной волны.

Поскольку при рассмотрении двухпроводной линии мы ограничились случаем, когда расстояние между проводами мало по сравнению с длиной волны, на основании только что сказанного мы могли пренебрегать излучением электромагнитных волн линией. Однако на практике до величины, малой по сравнению с длиной волны, уменьшать расстояние между проводами линии не всегда оказывается возможным.

Иногда приходится пользоваться двухпроводными линиями, у которых расстояние между проводами не очень мало по сравнению с длиной волны. Тогда двухпроводная линия излучает радиоволны (сильнее всего в плоскости, в которой лежат провода линии) и на это излучение расходуется часть мощности, которую потребляет линия. Эти потери на излучение увеличивают затухание волн в линии. Потери на излучение очень малы в коаксиальных линиях. Излучение электромагнитных волн коаксиальной линией практически отсутствует, если токи во внешней трубке и центральном проводе равны по амплитуде и противоположны по фазе, так как при этом условии создаваемые токами переменные электромагнитные поля вне коаксиальной линии гасят друг друга. Даже если это условие выполнено не вполне точно, потери на излучение, а следовательно, и затухание волн в коаксиальной линии значительно меньше, чем в двухпроводной.

33. Прием радиоволн

Для того чтобы передавать электромагнитную энергию на значительное расстояние без проводов в виде волн, распрострняющихся в свободном пространстве, необходимо в начале «линии радиопередачи» осуществить излучение этих волн, а в конце линии извлечь из них энергию, которую они с собой несут. Задача приема радиоволн является обратной задаче их излучения. Для приема радиоволн можно применять такие же антенны, какие применяются для излучения их.

Всякая передающая антенна в принципе может быть применена в качестве приемной. Две антенны A и B, расположенные в начале и конце «линии радиопередачи», могут служить как для передачи радиоволн от A к B, для чего антенна A должна работать в качестве передающей, а B в качестве приемной, так и для передачи от B к A, для чего B должна работать в качестве передающей, а A в качестве приемной. Для этого достаточно переставить местами только передатчик и приемник. При этом оказывается, что

передатчик, переключенный в антенну B, создает такой же ток в приемнике, переключенном в антенну A, какой, будучи включенным в антенну A, он создавал в приемнике, включенном в антенну B.

Этот «принцип взаимности» позволяет ограничиться изучением свойств каждой антенны либо только в качестве передающей, либо только в качестве приемной. Изучив свойства антенны в качестве передающей, можно на основании принципа взаимности определить свойства ее в качестве приемной, и наоборот.

Рассмотрим, как будет действовать в качестве приемной антенны то же устройство, которое мы рассматривали в качестве передающей антенны, — диполь, присоединенный к концам двухпроводной линии (рис. 123). Приходящая волна возбуждает в диполе стоячую волну. Мы уже рассматривали (см. § 24) условия, при которых амплитуда стоячей волны получается наибольшей. Однако, помимо определенных соотношений между длиной диполя, длиной волны и углом между направлением прихода волны и диполем (рис. 124), существенное значение имеет угол φ между направлением вектора E напряженности электрического поля волны и прямой O_1O_2 — осью диполя (на рис. 124 волна распространяется перпендикулярно чертежу).

Если на диполь действует распространяющаяся в пространстве электромагнитная волна, то электрическое поле этой волны вызывает электрический ток в проводах диполя только тогда, когда возникает движение электронов вдоль провода. Наиболее благоприятным в этом смысле будет случай, когда электрическое поле волны направлено по оси диполя. Чем больше угол φ между вектором напряженности электрического поля волны E и осью диполя O_1O_2, тем меньше составляющая напряженности электрического поля, направленная по оси диполя и вызывающая движение электронов вдоль диполя. Если $\varphi=\pi/2$, то электрическое поле волны не вызывает движения электронов вдоль диполя и, следовательно, волна не создает электрического тока в диполе.

Электрическое поле волны, действующее вдоль провода диполя, создает в нем э. д. с. Если электрическое поле волны вызывает ток в диполе, то энергия этого поля затрачивается отчасти на поддержание тока, т. е. превращается в тепло (поскольку провода диполя обладают сопротивлением), а отчасти в энергию тех электрического и магнитного полей, которые создаются зарядами, движущимися в диполе под

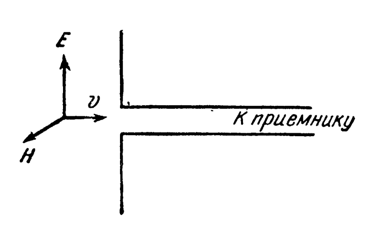


Рис. 123.

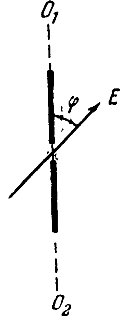


Рис. 124.

действием электрического поля приходящей волны. Энергия приходящей радиоволны поддерживает стоячую волну, возникающую в приемном диполе, а эта стоячая волна в свою очередь возбуждает бегущую волну, распространяющуюся вдоль двухпроводной (или коаксиальной) линии, соединяющей приемный диполь с приемником.

Если сопротивление проводов диполя мало, то почти вся энергия, которую приходящая радиоволна затрачивает на создание тока в диполе, превращается в энергию электромагнитной волны, распространяющейся вдоль линии. В другой конец линии включен приемник, на входе которого приходящая электромагнитная волна создает переменные напряжения и токи, которые затем преобразуются, усиливаются и действуют на те или иные выходные приборы. Таким образом, приемный диполь извлекает электромагнитную энергию из приходящей волны и через линию передает ее в приемник. Энергия, которую диполь извлекает из электромагнитной волны, тем больше, чем сильнее ток в диполе, т. е. чем меньше угол φ между направлением электрического поля и осью диполя.

Чтобы обеспечить наилучшие условия приема, т. е. чтобы ось приемного диполя совпадала с направлением электрического поля волны, оба диполя — передающий и приемный — должны лежать в одной плоскости. Кроме того, приемный диполь должен быть расположен перпендикулярно направлению распространения волны. Для случая, когда электромагнитная волна распространяется от передающего диполя к приемному по прямой линии (рис. 125), оба указанных требования удовлетворяются только при параллельном расположении передающего ($П_1$) и приемного ($П_2$) диполей. В случае же криволинейного распространения волны, например вдоль поверхности Земли, указанные требования могут выполняться при непараллельном расположении передающего и приемного диполей (рис. 126).

Чтобы охарактеризовать, в какой мере приемный диполь способен извлекать энергию из приходящей электромагнитной волны, приведем следующий конкретный пример. Диполь длиной в полови-

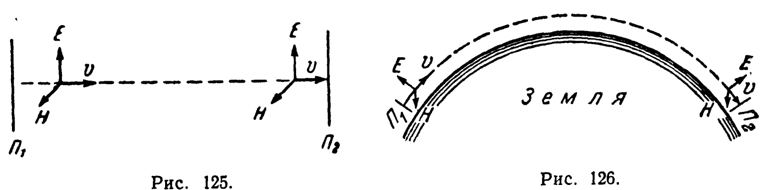


Рис. 125. Рис. 126.

ну длины волны, расположенный в направлении электрического поля приходящей электромагнитной волны, извлекает из волны приблизительно столько энергии, сколько несет с собой эта волна через сечение, имеющее форму квадрата со стороной, равной длине диполя, т. е. $\lambda/2$ (рис. 127).

Как мы убедились выше, передающий диполь излучает волны с наибольшей амплитудой в плоскости экватора, окружающей диполь сферы, и амплитуда их постепенно падает по направлению от

экватора к полюсу. С другой стороны, вследствие того что амплитуда тока, вызываемого приходящей волной в приемном диполе, зависит от угла между направлением электрического поля и осью диполя, лучше всего диполь принимает волну, приходящую в плоскости экватора (т. е. перпендикулярной оси диполя и проходящей через его центр), и тем слабее он принимает волны, приходящие по другим направлениям, чем меньше угол между направлением, в котором приходит волна, и осью диполя. Иначе говоря, диполь принимает волны лучше в тех направлениях, в которых он их лучше излучает.

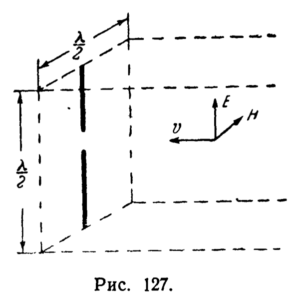


Рис. 127.

Это соответствие между свойствами диполя, работающего в качестве передающей и приемной антенн, не является характерным специально для диполя, а как сказано является общим свойством всех антенн, вытекающим из принципа взаимности.

В виде иллюстрации к сказанному рассмотрим свойства согнутой из провода рамки (рис. 128), работающей в качестве передающей и приемной антенн (такие антенны называются рамочными). Так как токи в противолежащих сторонах рамки $a_1б_1$ и $a_2б_2$ текут в противоположные стороны, то при рассмотрении работы рамки как передающей антенны применимо сказанное в § 33 об излучении радиоволн двухпроводной линией. Питаемая переменным током рамка совсем не излучает радиоволн в направлениях N_1 и N_2, перпендикулярных плоскости рамки, а в направлениях, лежащих в плоскости рамки, она излучает тем сильнее, чем больше расстояние между сторонами рамки приближается к половине длины волны.

Убедиться в том, что аналогичными свойствами обладает рамка, когда она работает в качестве приемной антенны, можно с помощью следующих рассуждений. Если волна приходит по направлению N_1 или N_2, перпендикулярному плоскости рамки, то электрическое поле волны E_1 действует на две противолежащие стороны рамки $a_1б_1$ и $a_2б_2$ в одинаковой фазе. В рамке появляются две равные э. д. с., находящиеся в одинаковой фазе, но действующие настречу. Поэтому результирующая э. д. с. равна нулю, т. е. волна, пришедшая в перпендикулярном рамке направлении, не создает тока в рамке. Если же волна приходит по направлениям M_1 или M_2, лежащим в плоскости рамки, то до противолежащих сторон рамки она дохо-

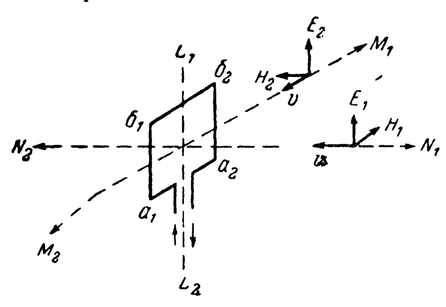


Рис. 128.

дит с некоторой разностью хода и, следовательно, э. д. с., действующие навстречу в противолежащих сторонах рамки $a_1б_1$ и $a_2б_2$, уже не компенсируют друг друга, так как сдвиг фаз между ними отличен от π, и в рамке возникает ток.

То же самое можно сказать и о двух других направлениях L_1 и L_2, лежащих в плоскости рамки. Волна, приходящая по этим направлениям, создает сдвинутые по фазе э. д. с. в противоположных сторонах рамки a_1a_2 и $б_1б_2$. Этот сдвиг фаз зависит от расстояния между сторонами a_1a_2 и $б_1б_2$. Если рамка имеет форму квадрата, то она одинаково принимает волны, пришедшие по направлениям L_1 и L_2 или M_1 и M_2. Поэтому она примерно одинаково хорошо принимает волны, приходящие по любому направлению, лежащему в плоскости рамки. Волны, приходящие по всем другим направлениям, она принимает тем хуже, чем ближе это направление к перпендикуляру к плоскости рамки.

34. Антенны у поверхности земли

При изложении принципов работы передающих и приемных антенн мы не принимали во внимание того обстоятельства, что в большинстве случаев антенны расположены вблизи земли. Расстояние между антенной и поверхностью земли бывает велико по сравнению с длиной волны (если не говорить о волнах короче нескольких метров) только в специальных случаях, например, при связи между самолетами. Между тем если расстояние от антенны до земли сравнимо с длиной волны, на которой работает антенна, то земля, представляющая собой электрический проводник, существенно влияет на свойства передающих и приемных антенн.

Рассмотрим сначала те изменения, которые вносит земная поверхность в картину излучения радиоволн передающей антенной. Затем результаты этого рассмотрения перенесем на приемные антенны. Начнем с часто встречающегося случая, когда передающая антенна находится над землей на расстоянии, небольшом по сравнению с длиной волны. Учесть влияние земли, как и всякого электрического проводника (каким земля является), на характер излучения передающей антенны можно при помощи «метода зеркальных изображений».

Если поместить в некоторой точке A над плоской поверхно-

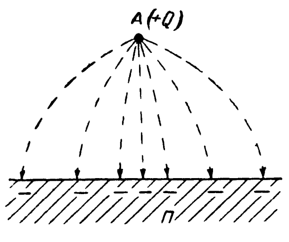


Рис. 129.

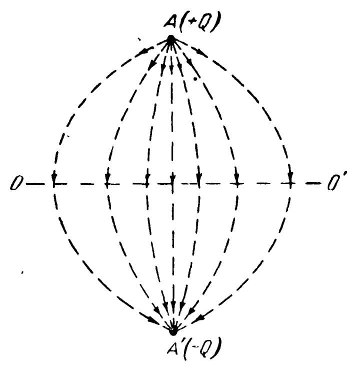


Рис. 130.

стью сплошного проводника Π электрический заряд $+Q$ (рис. 129), то он вызовет на поверхности проводника появление зарядов противоположного знака (известное явление электростатической индукции), распределенных по поверхности проводника с плотностью, убывающей по мере увеличения расстояния от заряда $+Q$ до рассматриваемой точки поверхности. Между зарядом и проводником возникнет электрическое поле, характер которого можно определить следующим образом. Уберем проводник и поместим в точке A' (рис. 130), расположенной симметрично с точкой A относительно поверхности проводника Π, заряд $-Q$, равный по величине заряда $+Q$, но противоположный по знаку. Этот заряд называют зеркальным электрическим изображением заряда $+Q$, так как точка A' была бы изображением точки A в зеркале, совпадающем с поверхностью проводника.

Из изображений симметрии ясно, что электрическое поле между зарядом $+Q$ и плоскостью $00'$ совершенно подобно полю между зарядом $-Q$ и этой плоскостью. Таким образом, чтобы учесть влияние проводника с плоской поверхностью на характер электрического поля зарядов, расположенных над этой поверхностью, достаточно ввести соответствующие зеркальные изображения электрических зарядов. Пользуясь этим методом, легко определить влияние земли на характер излучения однопроводной линии, расположенной над поверхностью земли.

Рассмотрим два основных случая, когда однопроводная линия расположена над поверхностью земли вертикально и горизонтально. Если в нижний конец вертикально расположенной однопроводной линии включить один полюс источника переменной э. д. с. E, а второй полюс его соединить с землей (рис. 131,*а*), то в линии будут двигаться электрические заряды. Влияние земли можно учесть, считая, что под поверхностью земли в каждый момент существуют зеркальные изображения этих зарядов (рис. 131,*б*). Движению зарядов в линии соответствует движение зеркальных зарядов в противоположном направлении; например, если заряд в линии движется вверх, то его зеркальное изображение движется вниз, так как расстояния до поверхности земли от заряда и от его зеркального изображения должны быть все время одинаковыми. Поскольку знаки заряда и его зеркального изображения противоположны и движутся они в противоположные стороны, движение зеркальных изображений зарядов сответствует токам того же направления, в каком текут токи в линии. Но именно так, как мы видели, располагаются заряды и токи в симметричной однопроводной линии.

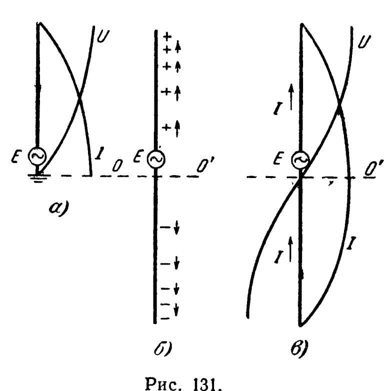


Рис. 131.

Следовательно, распределение зарядов и токов в расположенной вертикально над землей однопроводной линии,

к нижнему концу которой присоединен источник переменной э. д. с., совершенно аналогично распределению зарядов и токов в верхней половине симметричной однопроводной линии вдвое большей длины в отсутствие земли (рис. 131,*в*). Поэтому электрическое и магнитное поля, создаваемые однопроводной заземленной линией, совершенно аналогичны полям, создаваемым в верхней половине пространства (над плоскостью OO') симметричной однопроводной линией. А так как характер излучения последней нам известен (см. § 32), то можно сразу сказать, как излучает заземленная однопроводная линия. Сильнее всего она излучает в горизонтальной плоскости, т. е. вдоль поверхности земли, и притом одинаково во всех направлениях. Под углом к горизонту она излучает тем слабее, чем больше этот угол, а в вертикальном направлении она не излучает вовсе.

Рассмотрим теперь характер излучения радиоволн однопроводной линией AB, расположенной над поверхностью земли MN горизонтально (рис. 132,*а*). В этом случае зеркальные изображения зарядов движутся в том же направлении, в каком движутся сами заряды в линии (рис. 132,*б*), так как заряд и его зеркальное изображение должны находиться на одном и том же перпендикуляре к поверхности земли. А поскольку заряды и их зеркальные изображения имеют противоположные знаки, движение зеркальных изображений зарядов соответствует токам, направленным навстречу токам, текущим в линии. Но именно так распределяются заряды и токи в двухпроводной линии. Следовательно, горизонтальная однопроводная линия, расположенная над поверхностью земли на высоте h, излучает волны в пространство над землей так же, как из-

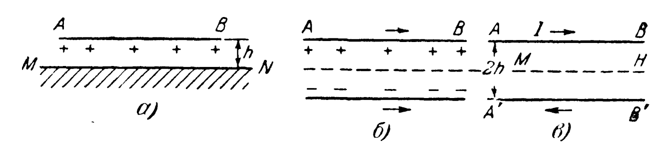


Рис. 132.

лучала бы в отсутствии земли горизонтальная двухпроводная линия, провода которой расположены в вертикальной плоскости на расстоянии $2h$ друг от друга (рис. 132,*в*). Поэтому электромагнитное поле, создаваемое однопроводной горизонтальной линией, подобно электромагнитному полю, создаваемому горизонтальной двухпроводной линией (провода которой расположены в вертикальной плоскости) в верхней половине пространства (над плоскостью MN).

На основании соображений, приведенных в § 32, можно сразу сказать, каким должен быть характер излучения горизонтальной двухпроводной линии с проводами, расположенными в вертикальной плоскости. В горизонтальных направлениях MN, KL и др. (рис. 133) излучение полностью отсутствует, так как в направлении KL провода линии вообще не излучают, а в направлении MN оба провода линии излучают в противофазе, вследствие того что токи в проводах текут навстречу. В на-

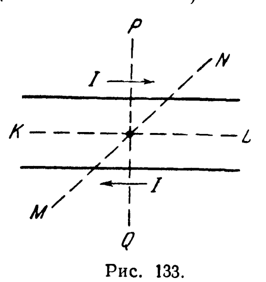


Рис. 133.

правлении, перпендикулярном линии и лежащем в плоскости проводов линии (т. е. в вертикальном направлении P на рис. 133), излучение линии обусловлено тем, что между излучениями обоих проводов существует сдвиг фаз, соответствующий разности хода, равной расстоянию $2h$ между проводами.

Этот сдвиг фаз $\varphi = \frac{4\pi h}{\lambda}$ мал, пока $2h \ll \lambda$, и следовательно, излучение в направлении P становится заметным, только когда величина $2h$ становится сравнимой с длиной волны.

Как видно из сказанного, в случае антенны, расположенной над землей на расстоянии, малом по сравнению с длиной волны, только вертикальные провода антенны излучают электромагнитные волны вдоль земли. Горизонтальные же провода могут заметно излучать волны только под достаточно большим углом к горизонту. Но горизонтальные провода антенны, не излучая сами вдоль поверхности земли, способствуют более сильному излучению волн вертикальными проводами.

Дело в том, что в однопроводной линии, состоящей из вертикального и горизонтального проводов, например в Г-образной антенне, устанавливается такая же стоячая волна, как и в заземленном вертикальном проводе (рис. 134). Поэтому в верхнем конце вертикальной части, т. е. в точке A, амплитуда тока тем больше, чем длиннее горизонтальная часть антенны.

Следовательно, если сравнивать вертикальную антенну и антенну такой же высоты (а, значит, большей длины), имеющую горизонтальную часть, то при одинаковом токе в пучности обеих антенн амплитуда тока во всех других точках вертикального провода антенны с горизонтальной частью больше, чем в лежащих на той же высоте точках вертикальной антенны А так как излучаемая прямолинейным отрезком провода мощность тем больше, чем больше амплитуда тока в нем, то в антенне, имеющей горизонтальную часть, вертикальная часть излучает сильнее, чем антенна той же высоты без горизонтальной части. Поэтому передающие антенны часто снабжают сильно развитой горизонтальной частью.

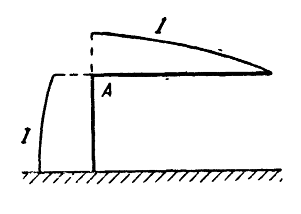


Рис. 134.

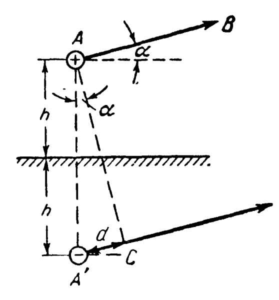


Рис. 135.

Если горизонтальная антенна расположена над землей на высоте h, превышающей длину волны λ, то картина существенно изменяется. На рис. 135 показано сечение провода такой антенны A, расположенной перпендикулярно плоскости чертежа. Вдоль поверхности земли горизонтальная антенна по-прежнему не излучает волн,

так как антенна A и ее зеркальное изображение A' излучают волны в противоположных фазах (речь идет о направлении, перпендикулярном антенне, а вдоль своего направления ни антенна, ни ее зеркальное изображение вообще не излучают). Как и при $h \ll \lambda$, до любой точки, лежащей на поверхности земли, обе волны, идущие от A и A', проходят одинаковые пути, т. е. приходят в эту точку в противоположных фазах, и гасят друг друга. Вследствие этого и при $h > \lambda$ горизонтальная антенна не излучает волн вдоль поверхности земли. Но для удаленной точки, расположенной над поверхностью земли, в направлении AB, образующем угол α с поверхностью земли, волны от A и A' проходят разные пути.

Для того чтобы найти разность этих путей (разность хода), нужно опустить перпендикуляр AC из точки A на направление волны, идущей из A'. Тогда $d = A'C$. Если расстояние $AA' = 2h$ во много раз больше длины волны, то уже под малым углом α разность хода достигает $\lambda/2$ и за счет этого между волнами, идущими от A и A', появляется сдвиг фаз, равный π. А так как излучаются обе волны в противоположных фазах, то в удаленные точки, расположенные в направлении AB, волны приходят в одинаковой фазе, т. е. в этом направлении антенна сильно излучает. Под бо́льшими углами α лежит еще ряд направлений, в которых антенна и ее зеркальное изображение посылают волны в одинаковой фазе. Чем больше отношение h/λ, тем меньше угол α, при котором $d = \lambda/2$, и тем сильнее «прижимается» излучение к поверхности земли.

Как видим, влияние земли приводит к тому, что антенна в разных направлениях излучает волны по-разному: в одних направлениях излучаемая мощность возрастает, в других — уменьшается.

Аналогичное влияние на характер излучения могут оказать и другие расположенные поблизости от антенны проводники. Под действием электромагнитного поля антенны в этих проводниках возникают такие же высокочастотные токи, как в антенне, однако сдвинутые по фазе относительно тока в антенне. Вследствие этого волны, излучаемые антенной и расположенным поблизости проводником, сдвинуты по фазе. В тех направлениях, в которых разность хода компенсирует этот сдвиг фаз, амплитуда излучаемой волны получается наибольшей. А в направлениях, в которых разность хода такова, что обе волны (излучаемые антенной и расположенным поблизости проводником) оказываются в противофазе, амплитуда результирующей волны получается наименьшей. При надлежащем выборе расположения и размеров окружающих антенну проводников можно добиться того, чтобы антенна излучала волны только в пределах некоторого угла и почти не излучала их в других направлениях.

Такие направленные антенны можно осуществить и другими методами, например возбуждая от одного генератора не одну антенну, окруженную другими проводами, а ряд антенн, расположенных определенным образом (обычно на расстоянии половины длины волны друг от друга). Чем больше взято отдельных антенн, тем меньше угол, в котором сосредоточено излучение такой системы антенн. Для того чтобы этот угол был мал, т. е. чтобы получить остро направленную антенную систему, нужно взять много отдельных антенн, а следовательно, размеры антенной системы должны во много раз превышать длину волны. По этим причинам только на коротких

волнах остронаправленные антенны получаются практически приемлемых размеров.

Рассмотрим теперь, как влияет земля на свойства приемной антенны. Для этого нужно «перевернуть» те рассуждения, при помощи которых мы учитывали влияние земли на передающую антенну. А именно мы должны учитывать, что на приемную антенну приходящая волна действует не только непосредственно, но и после отражения от поверхности земли. Проведем это рассмотрение для случая горизонтальной приемной антенны, расположенной над поверхностью земли на высоте h, значительно превышающей длину волны. На рис. 136 такая антенна A расположена перпендикулярно плоскости чертежа.

Падающая под углом α к горизонту волна с фронтом MN действует на приемную антенну, во-первых, непосредственно (луч MA) и, во-вторых, после отражения от поверхности земли в точке C (луч NCA). Второй луч пройдет до антенны больший путь, чем первый, и разность хода будет такой же, как и в случае, изображенном на рис. 135, если в обоих случаях h и α имеют одинаковую величину. Это ясно из равенства треугольника CDA и вспомогательного треугольника CDE и сопоставления рис. 135 и 136. За счет разности хода оба луча приходят к антенне с некоторым сдвигом фаз.

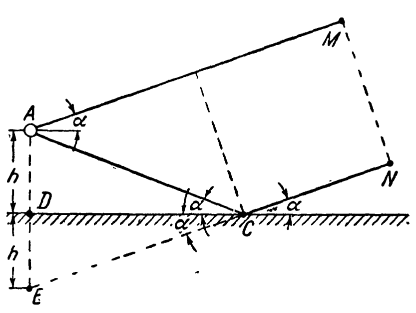


Рис. 136.

Помимо этого, во втором луче появится еще дополнительный сдвиг фаз при отражении. Дело в том, что при отражении электромагнитной волны от проводящей поверхности должны соблюдаться те же условия, что и при отражении электромагнитной волны, распространяющейся вдоль линии, от замкнутого накоротко конца этой линии. Иначе говоря, при отражении от проводящей поверхности происходит «потеря фазы» электромагнитной волны, равная π.

Поэтому пока разность хода d очень мала, лучи MA и NCA приходят к антенне в противоположных фазах и гасят друг друга. Вследствие этого антенна не принимает радиоволн, приходящих под малыми углами к горизонту. Но разность хода увеличивается не только по мере увеличения угла α, но и по мере увеличения высоты h. При h, во много раз превосходящем λ, уже при небольших α величина d может достигнуть значения $\lambda/2$ и, следовательно, к потере фазы при отражении, равной π, добавится еще сдвиг фаз π за счет разности хода. Полный сдвиг фаз между двумя лучами станет равным 2π, т. е. обе волны (MA и NCA) придут к антенне в одинаковой фазе и будут усиливать друг друга. Следовательно, антенна хорошо принимает волны, приходящие под таким углом α, для которого $d=\lambda/2$, т. е. под тем же углом, под которым та же антенна, расположенная на такой же высоте h и работая в качестве передающей, лучше всего излучает радиоволны.

Как мы уже отмечали, принцип взаимности избавляет от необходимости «переворачивать» рассуждения и дважды рассматривать вопрос о каких-либо свойствах антенны, используемой один раз в качестве передающей, а другой раз в качестве приемной. На основании принципа взаимности можно распространить на приемные антенны те выводы, к которым мы пришли выше для передающих антенн, и рассматривать дальнейшие вопросы сразу для тех и других антенн.

Пока речь идет о приеме не очень коротких волн, можно считать, что наружные высокие приемные антенны не обладают направленным действием. Как уже указывалось выше, для получения заметно направленного действия таких антенн в горизонтальной плоскости, нужно применять антенны, размеры которых по крайней мере в несколько раз превышают длину волны.

Сказанное не относится, однако, к рамочной антенне, принцип действия которой был рассмотрен в § 34. Как было показано, рамка сильнее всего принимает радиоволны, приходящие по направлению, которое лежит в плоскости рамки, и совсем не принимает сигналов, приходящих по направлению, перпендикулярному этой плоскости. Таким образом, направленным действием рамка обладает и в том случае, когда размеры ее малы по сравнению с длиной волны. Но при этом она даже от волны, приходящей в направлении наиболее сильного приема, получает гораздо меньше энергии, чем обычная вертикальная антенна.

При переходе к метровым и дециметровым волнам положение изменяется в силу двух обстоятельств. Во-первых, приемные антенны для этих волн можно располагать над землей на высоте порядка длины волны и больше. Во-вторых, антенны для этих волн даже при не очень больших размерах могут обладать заметным направленным действием. Первое из этих обстоятельств позволяет применять для коротких метровых волн незаземленные антенны, т. е. симметричные однопроводные линии. Например, для приема телевидения применяются диполи, расположенные горизонтально, как и диполи передающей антенны телецентров направленные перпендикулярно направлению на телецентр, т. е. к линии *OO′* (рис. 137,*а*).

Второе обстоятельство позволяет путем применения антенн направленного действия получать усиление принимаемых сигналов. Для этого принимаемая станция должна лежать в направлении наиболее сильного приема. Вместе с тем применение направленных антенн ослабляет прием радиоволн от источников, находящихся в направлениях, расположенных под углом к направлению наиболее сильного приема. Тем самым удается ослабить действие мешающих станций, волны от которых приходят по направлениям, заметно отличающимся от направления на принимаемую станцию.

Увеличение направленного действия может быть достигнуто, например, применением наряду с основным диполем *АД* **рефлектора** *Р* (рис. 137,*б*). Последний не присоединен к приемнику и поэтому в отличие от основного «активного» диполя *АД* служит «пассивным» диполем.

Для дальнейшего повышения направленного действия применяются антенны с двумя пассивными диполями (рис. 137,*в*). Один из них по-прежнему располагается позади активного диполя и служит рефлектором, а другой, называемый **директором** (*Д*), рас-

полагается впереди активного диполя и усиливает действие приходящей волны на активный диполь.

Одинаковое действие рефлектора и директора, несмотря на то, что один из них находится позади, а другой впереди активного диполя, обусловлено различием в их длине. Рефлектор делается немного длиннее, а директор—немного короче активного диполя, т. е. рефлек-

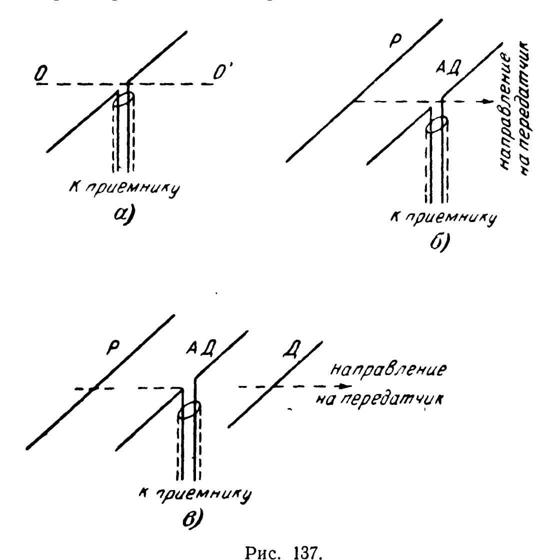


Рис. 137.

тор настроен на длину волны, несколько бо́льшую, а директор — на длину волны, несколько меньшую, чем принимаемая волна, на которую настроен активный диполь. Вследствие этого токи, возбуждаемые приходящей волной в рефлекторе и директоре, имеют противоположные по знаку сдвиги фаз по отношению к фазе приходящей волны и оба усиливают действие приходящей волны на активный диполь.

ГЛАВА ПЯТАЯ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

35. Распространение радиоволн вдоль поверхности земли

В большинстве случаев радиоволны распространяются не в свободном пространстве, а над поверхностью земли, в окружающей ее атмосфере. При этом земля и атмосфера могут существенно изменить картину распространения радиоволн.

Прежде всего земля, помимо того, что она влияет на свойства передающей и приемной антенн, может вызывать поглощение радиоволн в том случае, когда они распространяются непосредственно над ее поверхностью. Поскольку земля обладает электрической про-

водимостью, электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль поверхности земли, возбуждает в ней электрические токи, на которые затрачивается часть энергии волны (аналогично потерям энергии при возникновении вихревых токов в проводнике). В результате этого по мере распространения волны вдоль поверхности земли энергия волны уменьшается и напряженность ее полей убывает. Такой эффект выражен тем сильнее, чем больше потери энергии в земле.

С другой стороны, потери энергии в земле и других проводниках растут с повышением частоты волны. Чем короче волна, тем заметнее она ослабляется при распространении вдоль поверхности земли.

Когда передатчик и приемник находятся за пределами прямой видимости, т. е. разделены выпуклостью земного шара, то волна, излучаемая антенной передатчика, может достичь приемника только в том случае, если она распространяется непрямолинейно. Причин, вызывающих искривление путей распространения волны, существует несколько.

Прежде всего такой причиной может служить сама земля. Искривление путей получается в результате характерного для волн явления дифракции, которое состоит в следующем. Если на пути волны встречается какое-либо препятствие, волна огибает это препятствие и проникает в «область тени» — ту область, в которую волна не проникла бы, если бы она распространялась прямолинейно. Эффект этот выражен тем сильнее, т. е. волна тем глубже проникает в область тени, чем она длиннее.

Для достаточно длинных радиоволн, начиная с волн порядка 100 *м* и длиннее, дифракция приводит к тому, что волна распространяется вдоль сферической поверхности земли почти так же, как если бы эта поверхность была плоской. При этом, однако, происходит поглощение энергии волны землей, вследствие чего волна постепенно затухает, и тем сильнее, чем она короче. Поэтому только достаточно длинные волны могут таким путем распространяться на большие расстояния. Короткие же волны длиной порядка 100 *м* и меньше при распространении вдоль поверхности земли практически полностью затухают на сравнительно небольших расстояниях. В зависимости от длины волны такое затухание происходит на расстояниях нескольких десятков или немногих сотен километров.

Другой причиной искривления путей радиоволн является преломление их в атмосфере. Оно возникает потому, что на разной высоте над поверхностью земли свойства атмосферы различны, вследствие чего и скорость распространения волн в лежащих на разной высоте слоях атмосферы оказывается различной. Рассмотрим это явление более подробно.

Атмосфера влияет на скорость распространения электромагнитных волн вследствие того, что в ней, как во всяком диэлектрике, содержатся электрические заряды (электроны и ионы, из которых построены все тела) Электрическое поле приходящей гармонической волны вызывает вынужденные колебания этих зарядов, т. е. высокочастотные токи. При этом основную роль играют электроны, вследствие того что они обладают гораздо меньшей массой, чем ионы, и поэтому под действием поля волны приобретают бо́льшие скорости и создают гораздо более сильные высокочастотные токи, чем ионы. Эти высокочастотные токи создают вторичные электромагнитные

волны, частоты которых совпадают с частотой возбуждающих их токов, а значит, и с частотой приходящей волны. Но фаза этих токов, а следовательно, и фаза возбуждаемых ими вторичных волн может отличаться от фазы приходящей волны. В результате сложения приходящей и вторичной волн, имеющих одну и ту же частоту, но разные амплитуды и фазы, получается результирующая волна той же частоты с какой-то новой амплитудой и фазой, изменяющейся от точки к точке иначе, нежели в приходящей волне.

Как именно изменяется фаза результирующей волны, нам помогут выяснить следующие рассуждения. Под влиянием вторичной волны фаза результирующей волны в каждой точке среды сдвигается на некоторый угол, зависящий от амплитуды и фазы вторичной волны. В следующей точке среды, лежащей на пути распространения волны, возбуждать токи будет уже волна, пришедшая с этим сдвигом фаз относительно той фазы, которую в данной точке и в данный момент времени имела бы приходящая волна в отсутствие среды. Вторичная волна, возникающая в данной точке, будет сдвинута на некоторый угол по отношению к уже измененной фазе приходящей волны и повернет фазу результирующей волны еще на такой же угол и т. д.

В результате по мере распространения волны в среде накапливается сдвиг между фазой результирующей волны и фазой, которую приходящая волна имела бы в отсутствие среды в данной точке и в данный момент времени. Накопление такого сдвига фаз и означает, что фаза результирующей волны распространяется в среде со скоростью, отличной от скорости распространения фазы волны в отсутствие среды. Так, среда изменяет *фазовую скорость* распространения волн, увеличивая или уменьшая ее в зависимости от знака сдвига фаз между приходящей и вторичной волнами[1]. Величина, на которую изменяется скорость в среде, зависит прежде всего от величины сдвига фаз между приходящей и вторичной волнами. Если потери энергии в среде, в которой распространяется волна, малы, то сдвиг фаз между первичной и вторичной волнами бывает близок либо к $+\frac{\pi}{2}$, либо к $-\frac{\pi}{2}$.

Соотношение между фазами вторичной и первичной волн аналогично соотношению между фазами внешней э. д. с. и вынужденных колебаний в контуре с малыми потерями, в котором, за исключением области резонанса, сдвиг фаз приблизительно равен $\pm\frac{\pi}{2}$. Так как потери энергии в атмосфере малы, то в практически интересных для нас случаях величина этого сдвига фаз бывает близка либо к $+\frac{\pi}{2}$, либо к $-\frac{\pi}{2}$. Но чем больше амплитуда вторичной волны, тем сильнее вторичная волна сдвигает фазу результирующей волны и тем больше скорость результирующей волны в среде отличается от скорости волны в вакууме.

---

[1] Скорость распространения фазы гармонической волны называют *фазовой скоростью*, чтобы отличить ее от скорости распространения сигнала (см. ниже).

Обе эти величины, влияющие на изменение скорости распространения волны (знак сдвига фаз и амплитуда вторичной волны), зависят от свойств среды. При этом знак сдвига фаз зависит от условий движения тех отдельных зарядов, которые образуют токи в среде под действием приходящей волны. Амплитуда же вторичной волны зависит не только от условий движения каждого отдельного заряда, но и от числа зарядов, содержащихся в единице объема среды. Чем больше смещение каждого отдельного заряда под действием приходящей волны и чем большее число зарядов участвует в образовании возбуждаемых волной токов, тем больше амплитуда вторичной волны и тем больше скорость в среде отличается от скорости в отсутствие среды.

При рассмотрении интересующего нас вопроса о влиянии атмосферы на скорость распространения радиоволн следует различать два случая: во-первых, распространение волн в нижних плотных слоях атмосферы, т. е. в тропосфере, состоящей из нейтральных молекул и не содержащей заметного числа свободных электронов и ионов, и, во-вторых, распространение волн в высоких разреженных слоях атмосферы, содержащих значительное число электронов и ионов, т. е. в ионосфере.

Пока мы рассматриваем распространение радиоволн вблизи поверхности земли, нас интересует только первый случай. Хотя в тропосфере почти нет свободных электронов и ионов, но в состав каждой молекулы входят электроны, удерживаемые силами притяжения ядер. Под действием сил электрического поля волны электроны несколько смещаются в направлении этих сил[1].

Если напряженность электрического поля волны изменяется по гармоническому закону, то и смещения электронов происходят по гармоническому закону, т. е. электроны совершают вынужденные гармонические колебания с частотой, равной частоте волны. Определить амплитуду и фазу этих колебаний электронов можно при помощи следующих соображений. На электрон, входящий в состав атома, действуют одновременно сила притяжения ядра и сила электрического поля волны. Равнодействующая этих сил и сообщает ускорение электрону. По закону Ньютона произведение массы электрона на его ускорение равно этой равнодействующей силе.

Вследствие того что, с одной стороны, сила притяжения ядра быстро возрастает по мере смещения электрона из положения равновесия, а с другой — масса электрона мала, для частот волн, соответствующих диапазону радиоволн, оказывается, что сила, действующая со стороны поля волны, затрачивается почти целиком на преодоление силы притяжения ядра и только очень малая доля ее идет на ускорение электрона. Поскольку сила поля волны почти целиком идет на преодоление силы притяжения ядра, смещение электрона в каждый момент времени пропорционально силе, действующей со стороны поля волны.

Следовательно, изменения смещения электронов совпадают по фазе с полем волны, а амплитуда этих смещений определяется из условия, что при наибольшем смещении электрона сила притяжения

[1] Вследствие смещения электронов в молекулах последние превращаются в электрические диполи. Это и есть один из возможных механизмов поляризации диэлектрика, о котором мы упомянули в § 7.

ядра должна быть равна амплитуде силы, действующей со стороны поля волны.

Рассмотренная картина сходна с той, которая получается в случае действия гармонической э. д. с. на колебательный контур (см. § 28) при условии, что частота э. д. с. много ниже частоты собственных колебаний контура. Сходство состоит в том, что э. д. с. самоиндукции в контуре и соответственно произведение массы электрона на его ускорение малы по сравнению с внешней силой. Поэтому э. д. с. питающего источника в случае колебательного контура почти целиком преодолевает падение напряжения на конденсаторе и соответственно сила, действующая на электрон со стороны внешнего поля, почти целиком преодолевает силу притяжения ядра. Напряжение на конденсаторе в первом случае и смещение электронов во втором совпадают по фазе с внешней силой. Соответственно фаза тока в первом случае и фаза скорости колеблющихся электронов во втором сдвинуты по отношению к фазе внешней силы на $-\frac{\pi}{2}$. Так как для всех радиоволн частота волны много ниже, чем частота собственных колебаний электронов, входящих в молекулы газов, образующих тропосферу, то описанная выше картина правильна для всего диапазона волн, применяемого в радиосвязи, т. е. не зависит от длины волны[1].

Итак, практически во всем диапазоне радиоволн смещения электронов в тропосфере под действием электрического поля волны совпадают по фазе с внешней силой. Этим определяется фаза тех токов, которые возникают в среде под действием приходящей волны и сами возбуждают вторичные волны, а вместе с тем определяется и фаза вторичных волн. Не вдаваясь в рассмотрение всех фазовых соотношений, укажем сразу окончательный результат. Если смещение электронов совпадает по фазе с внешней силой (т. е. с фазой напряженности поля волны), а значит, скорость колеблющихся электронов сдвинута по фазе на $-\frac{\pi}{2}$ относительно внешней силы, то действие вторичной волны приводит к уменьшению скорости распространения волн в среде.

Теперь мы можем связать скорость распространения электромагнитных волн в диэлектрике с его диэлектрической проницаемостью. Чем больше последняя, тем сильнее поляризационные токи, возникающие в среде при данной амплитуде напряженности электрического поля, и тем больше амплитуда вторичных волн. Поэтому скорость распространения радиоволн в среде v тем меньше, чем больше диэлектрическая проницаемость среды ε. Количественно эта связь выражается уже известным нам выражением

$$v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}},$$

где c — скорость распространения волн в вакууме.

При переходе к более высоким слоям тропосферы число молекул в единице объема уменьшается, а следовательно, уменьшается амплитуда вторичной волны и изменение скорости становится

[1] Только на самых коротких волнах сантиметрового диапазона это утверждение оказывается уже не вполне справедливым.

меньшим; скорость распространения радиоволн постепенно увеличивается с высотой, приближаясь к скорости в вакууме. Это увеличение скорости распространения волн с высотой является причиной искривления путей радиоволн. Происходит оно следующим образом.

Если в тропосфере в горизонтальном направлении распространяется волна (рис. 138), то фронт волны MN расположен вертикально. Но так как в более высоких слоях тропосферы волна рас-

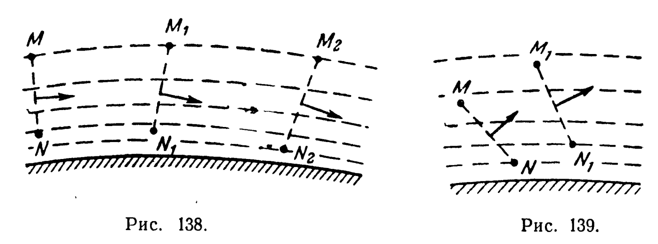


Рис. 138.

Рис. 139.

пространяется с большей скоростью, чем в нижних, то верхняя часть фронта волны обгоняет нижнюю и фронт волны наклоняется вперед, занимая последовательно положения MN, M_1N_1, M_2N_2... Соответственно и направление распространения волны, которое перпендикулярно фронту волны, отклоняется к земле.

В случае, когда волна распространяется под углом к горизонту (рис. 139), картина качественно остается прежней, но количественно эффект уменьшается, так как те же две точки M и N и M_1 и N_1 фронта волны лежат в слоях, меньше различающихся по высоте, а значит, и по скорости распространения волны. Но во всех случаях, кроме распространения в вертикальном направлении, тропосфера вызывает преломление радиоволн, причем если плотность тропосферы с высотой убывает, как это и бывает в большинстве случаев, то пути радиоволн отклоняются к земле. Это явление называется нормальной тропосферной рефракцией.

При распространении радиоволн между пунктами, лежащими у поверхности земли, нормальная тропосферная рефракция способствует распространению радиоволн до пунктов, находящихся за пределами прямой видимости, так как при искривлении пути волны огибают выпуклость земли. Однако практически этот эффект может играть роль только на самых коротких волнах длиной порядка метров и меньше, поскольку на более длинных волнах преобладает эффект проникновения радиоволн за пределы прямой видимости в результате дифракции.

Плотность газа зависит не только от давления, но и от его температуры. Поэтому в зависимости от распределения температуры воздуха с высотой рефракция может усиливаться или ослабляться по сравнению с нормальной. При увеличении рефракции становится возможной радиосвязь на расстоянии, далеко превышающем пределы прямой видимости (сверхрефракция). А при некоторых особых метеорологических условиях преломление в тропосфере может стать столь сильным, что волна, вышедшая под небольшим углом к горизонту, на некоторой высоте изменит направление на обратное и вернется к земле. В пространстве, ограниченном снизу землей, а сверху как бы отражающим слоем тропосферы, волна может

распространяться на очень большие расстояния. Такой случай называется в о л н о в о д н ы м распространением радиоволн.

Возможность возникновения подобного волноводного слоя в тропосфере зависит не только от распределения плотности атмосферы по высоте, но и от соотношения между толщиной слоя и длиной волны. Обычно такие слои образуются только для достаточно коротких волн (сантиметровых и дециметровых), и только на этих волнах можно более или менее часто наблюдать волноводное распространение. На более длинных волнах волноводное распространение в тропосфере наблюдается редко.

Наряду с искривлением путей радиоволн в тропосфере происходит также и некоторое поглощение волн, связанное с явлениями, аналогичными тому, которое мы рассматривали выше. Помимо колебаний электронов в атоме, под действием приходящей волны могут возникать вынужденные колебания атомов в молекуле или повороты молекул под действием поля волны (вращательные колебания). Энергия, затрачиваемая приходящей волной на возбуждение всех этих колебаний, только частично превращается в энергию вторичной волны, а частично рассеивается в виде тепла.

В отличие от явления изменения скорости распространения волн поглощение их в атмосфере существенно зависит от длины волны. Оно пренебрежимо мало, пока длина волны не очень мала, и становится заметным только на волнах порядка десятка сантиметров, быстро возрастая с дальнейшим укорочением длины волны. Для коротких сантиметровых волн оно может быть весьма значительным, особенно при наличии плотного дождя или снега. На некоторых волнах короче 2 *см* поглощение в тропосфере резко возрастает. Причиной этого является совпадение частоты волны с одной из собственных частот колебаний молекул. Как всегда при резонансе, в этом случае молекулы получают от проходящей волны значительную энергию, часть которой превращается в тепло. Вследствие сильного поглощения эти волны не могут распространяться в тропосфере на сколько-нибудь значительные расстояния. Из всего диапазона волн короче 2 *см* для целей радиосвязи пригодны только отдельные участки, в которых тропосферное поглощение не очень велико.

Помимо поглощения радиоволн, в тропосфере может происходить еще одно явление, вызывающее ослабление волн по мере их распространения, — явление рассеяния волн. Рассеяние волн обусловлено тем же эффектом, что и изменение скорости распространения, а именно возникновением в среде вторичных волн, но оно происходит только при наличии в среде неоднородностей.

Чтобы понять причину рассеяния волн, вернемся к картине возникновения вторичных волн. Выше мы рассматривали вопрос об амплитуде и фазе вторичных волн, молчаливо предполагая, что направление распространения вторичной волны совпадает с направлением распространения первичной. Однако такое предположение справедливо только в случае вполне однородной среды, т. е. среды, свойства которой во всех точках одинаковы. Тогда во всех точках, лежащих на одном и том же фронте приходящей волны, возбуждаются вынужденные колебания электронов, т. е. высокочастотные токи с одними и теми же амплитудой и фазой. Каждый из этих токов возбуждает вторичную волну, которая распространяется во все стороны. Так как все находящиеся в фазе токи расположены

равномерно на одной плоскости, то в результате сложения вторичных волн, излучаемых во всевозможных направлениях, образуется общая вторичная волна, которая во всех точках фронта приходящей волны имеет одинаковую амплитуду и одну и ту же фазу. А это значит, что фронт вторичной волны совпадает с фронтом первичной.

Вторичная волна распространяется в том же направлении, что и первичная, только при условии, что во всех точках фронта первичной волны возникают токи одинаковой амплитуды и фазы. Только тогда излучение их складывается в направлении распространения первичной волны и уничтожается во всех других направлениях.

Но если среда неоднородна, например если в тропосферу включены капли воды, то вследствие различных свойств молекул газов атмосферы и молекул воды амплитуды токов, возбуждаемых в газе и каплях воды, различны; поскольку они расположены беспорядочно, вторичные волны их излучаются в различных направлениях.

Эти распространяющиеся в различных направлениях вторичные волны называются рассеянными волнами. Рассеянные волны уносят с собой энергию, а так как на их возбуждение затрачивается часть энергии первичной волны, то волна, распространяющаяся в среде, при наличии рассеяния постепенно ослабляется (когда вторичная волна распространяется только в том же направлении, что и первичная, затраченная на возбуждение вторичной волны энергия возвращается результирующей волне).

Неоднородности в атмосфере существуют и при отсутствии в ней вкраплений (капель воды, снежинок и т. п.) в результате беспорядочного движения в атмосфере (турбулентности атмосферы); плотность атмосферы вследствие турбулентного движения все время хаотически колеблется по-разному в разных точках пространства. Вместе с тем испытывают хаотические колебания и значения диэлектрической проницаемости в разных местах атмосферы.

Ослабление при рассеянии волн на неоднородностях в тропосфере выражено тем сильнее, чем короче длина волны. Поэтому рассеяние волн в тропосфере и вытекающие из него последствия становятся заметными только на достаточно коротких волнах (дециметровых и сантиметровых). Несмотря на то, что рассеяние волн ослабляет распространяющуюся волну, оно иногда делает возможной связь на расстояниях, значительно превышающих пределы прямой видимости. Так, например, волна, излучаемая из точки *А* (рис. 140), не может достигнуть точки *Б*, распространяясь прямолинейно, и нормальной рефракции в тропосфере для этого также недостаточно. Но в сильно неоднородной высокой области тропосферы, в которую попадает волна при прямолинейном распространении (на рис. 140 эта область заштрихована), происходит рассеяние волн и рассеянные волны, распространяющиеся во всех направлениях, достигают в частности, точки *Б*.

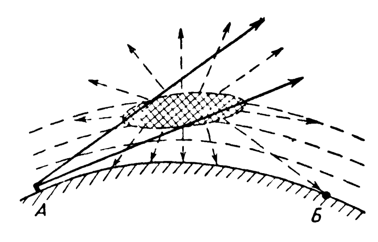


Рис. 140.

Как следует из всего сказанного, тропосфера может сколько-нибудь существенно влиять на характер распространения только наиболее коротких волн. А для волн длиной, начиная с нескольких метров и больше, роль тропосферы можно считать второстепенной. Более существенное влияние на условия распространения их оказывает ионосфера, и это влияние тем сильнее, чем длиннее волна.

36. Распространение радиоволн в ионосфере

В высоких слоях атмосферы под влиянием главным образом ультрафиолетового излучения Солнца возникает значительная ионизация. Концентрация электронов, т. е. число электронов (и ионов) в единице объема, достигает максимума на некоторых определенных высотах. Эти максимумы разделены областями более слабой ионизации. Таким образом, в атмосфере образуются ионизационные слои. Степень ионизации и высота расположения максимумов меняются в зависимости от времени суток и года и зависят также от степени солнечной активности. Первый слой лежит примерно на высоте 60—80 *км* (слой D), следующий — на высоте 90—130 *км* (слой E) и третий — на высоте 180—500 *км* (слой F)*. Максимальная концентрация от слоя к слою повышается и для слоя F может достигать $2 \cdot 10^6$ электронов на кубический сантиметр.

Электрическое поле распространяющейся в ионосфере радиоволны вызывает вынужденные колебания электронов и ионов, вследствие чего возникает вторичная волна, подобно тому как это происходит в тропосфере. Однако условия движения электронов в ионосфере существенно отличны от условий движения их в молекулах тропосферы и явления протекают по-иному.

В отличие от электронов, входящих в состав атомов атмосферы, свободные электроны в ионосфере не удерживаются какими-либо силами в положении равновесия, и если пренебречь столкновениями их с нейтральными атомами и ионами, то можно считать, что под действием электрического поля радиоволны они движутся свободно (влияние столкновений будет рассмотрено ниже). Вследствие этого действие на электрон силы со стороны электрического поля радиоволны заключается в том, что эта сила сообщает только ускорение электрону (но она не должна преодолевать сил, удерживающих электрон около ядра атома). Поэтому ускорение, сообщаемое волной электрону, в каждый момент времени пропорционально напряженности электрического поля волны. Это значит, что в случае гармонической радиоволны ускорение электрона также изменяется по гармоническому закону и по фазе совпадает с силой, действующей на электрон со стороны электрического поля. Также по гармоническому закону изменяются скорость электрона и смещение его относительно начального положения, но фазы их будут иными.

Для свободного электрона смещение противоположно по фазе действующей на электрон силе, в то время как для электрона, удерживаемого в положении равновесия силами притяжения ядра,

---

* Слой F не имеет резкой верхней границы, и на высоте 500 *км* концентрация электронов в нем еще очень значительна.

смещение и сила, действующая на электрон со стороны поля радиоволны, совпадают по фазе.

Этот результат, так же как и полученный в предыдущем параграфе, можно пояснить аналогией с вынужденными колебаниями в колебательном контуре. В последнем при частоте внешней э. д. с., значительно превышающей собственную частоту контура, фаза напряжения на конденсаторе противоположна фазе внешней э. д. с., в то время, как на частоте, много меньшей собственной частоты контура, фаза напряжения на конденсаторе совпадает с фазой внешней э. д. с. Правда, поскольку в рассматриваемом случае электроны не удерживаются никакими силами в положении равновесия, они не образуют колебательной системы. Но к этому случаю можно перейти от колебательной системы, полагая, что сила, удерживающая электрон в положении равновесия, становится все слабее и слабее.

При этом собственная частота такой колебательной системы должна становиться все более низкой. Следовательно, свободный электрон можно рассматривать как колебательную систему, частота собственных колебаний которой равна нулю. Частота радиоволн в этом случае всегда много выше собственной частоты колебательной системы и фаза смещения свободного электрона (аналогичная фазе напряжения на конденсаторе колебательного контура) противоположна фазе силы, действующей на электрон.

Амплитуда смещения свободных электронов, совершающих вынужденные колебания под действием поля радиоволны, определяется из условия, что амплитуда ускорения электрона равна амплитуде действующей на электрон силы, разделенной на массу электрона (по закону Ньютона $a=f/m$). А так как амплитуда силы, действующей на электрон, прямо пропорциональна амплитуде напряженности поля радиоволны, то и амплитуда ускорения электрона прямо пропорциональна амплитуде напряженности поля.

Чтобы найти зависимость амплитуды смещения электрона от частоты волны при данной напряженности поля, нужно учесть, что при данном ускорении достигнутая электроном скорость тем больше, чем больше период колебаний, так как тем больше время, в течение которого электрон набирает скорость в данном направлении. Соответственно тем больше и сила высокочастотных токов, создаваемых электронами, совершающими вынужденные колебания, а значит, тем больше и амплитуда вторичной волны, создаваемой этими токами.

Теперь мы можем перейти к рассмотрению влияния вынужденных колебаний свободных электронов на скорость распространения радиоволн. Прежде всего, поскольку фаза скорости электронов сдвинута на $+\frac{\pi}{2}$ по отношению к фазе действующей силы, вторичная волна, создаваемая электронами в ионосфере, оказывается противоположной по фазе вторичной волне, создаваемой электронами в тропосфере. В соответствии с этим в то время как в тропосфере вторичная волна уменьшает скорость распространения результирующей волны, в ионосфере вторичная волна увеличивает скорость распространения результирующей волны.

Этот результат нетрудно связать с приводившимся выше выра-

жением для скорости распространения электромагнитных волн в диэлектрике:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

В ионосфере под влиянием поля электромагнитной волны также возникают высокочастотные токи, аналогичные токам поляризации в диэлектрике, но в диэлектрике и ионосфере они противоположны по фазе. Эти токи в диэлектрике увеличивают ε, а в ионосфере уменьшают ε по сравнению со значением его в вакууме. Можно сказать, что ионосфера для электромагнитных волн ведет себя, как среда с диэлектрической проницаемостью, меньшей единицы, и тем меньшей, чем больше амплитуда токов «поляризации», т. е. чем больше концентрация электронов в ионосфере и чем меньше частота волны. В соответствии с приведенным соотношением чем меньше ε, тем больше скорость распространения волн.

Таким образом, в ионосфере радиоволны распространяются со скоростью, большей, чем скорость в отсутствие среды, и тем большей, чем больше число электронов в единице объема ионосферы (так как тем большее число электронов участвует в образовании вторичной волны). С другой стороны, поскольку при прочих равных условиях амплитуда скорости электронов падает с увеличением частоты, амплитуда вторичной волны с увеличением частоты должна уменьшаться. Поэтому эффект увеличения скорости распространения радиоволн в ионосфере тем более заметен, чем ниже частота волны, т. е. чем длиннее волна.

При тех концентрациях электронов, которые встречаются в различных слоях ионосферы, изменение скорости распространения радиоволн становится заметным для более длинных волн (начиная с 500—100 *м*) уже в слое E, в котором концентрация электронов еще невелика, а для более коротких волн (начиная с 8—10 *м*) — только в слое F, в котором концентрация электронов гораздо больше. Для волн же короче 8—10 *м* изменение скорости распространения их в ионосфере не может быть значительным.

Изменение скорости распространения радиоволн в ионосфере приводит к искривлению путей распространения их, аналогично тому как это происходит в тропосфере. Когда волна входит под некоторым углом в ионосферный слой, верхний участок фронта волны оказывается в области более высокой концентрации электронов, чем нижний участок фронта волны, так как по мере приближения к максимуму ионизации число электронов в единице объема растет. Но с ростом концентрации электронов скорость распространения радиоволн растет, и поэтому верхняя часть фронта волны распространяется быстрее, чем нижняя, и путь распространения волны искривляется, загибаясь к земле.

Обратим внимание на то, что в случае преломления в тропосфере уменьшение плотности тропосферы с высотой приводит к искривлению пути волны по направлению к земле. А в случае преломления в ионосфере тот же эффект получается в результате увеличения плотности электронов в ионосфере с высотой. Это объясняется тем, что увеличение числа молекул в единице объема приводит к уменьшению скорости распространения радиоволн, а увеличение числа свободных электронов в единице объема — к увеличению этой скорости.

При достаточно сильном изменении концентрации электронов с высотой путь волны может еще ниже максимума ионизации искривиться настолько, что волна возвратится из ионосферы к земле, как бы отразившись от ионосферы (рис. 141,*а*). Если же вплоть до максимума ионизации искривление пути волны не приведет к отражению ее к земле, то волна проникнет в лежащую над максимумом часть ионосферного слоя, где ионизация убывает с высотой, и искривление пути волны будет происходить в обратном направлении. В результате волна пройдет сквозь ионосферный слой и выйдет из него по направлению, которое примерно параллельно тому направлению, в каком волна вошла в слой (рис. 141,*б*). Если выше лежит следующий ионизованный слой с более высокой ионизацией, то может произойти «отражение» волны от этого слоя. В противном случае волна уйдет в мировое пространство.

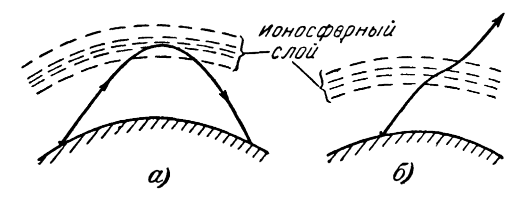


Рис. 141.

Отражение радиоволн от ионосферных слоев делает возможным распространение их на очень большие расстояния. Даже в случае длинных волн, которые, как указывалось, могут далеко распространяться вдоль поверхности земли (за счет дифракции), «отражение» от ионосферных слоев значительно повышает напряженность поля волны у поверхности земли. А в случае коротких волн, которые вследствие сильного поглощения в земле распространяются вдоль поверхности земли («земной луч») на малые расстояния, распространение в виде пространственной волны («небесный луч»), отражающейся от ионосферы и возвращающейся к земле, является единственной возможностью дальней радиосвязи.

Но при таком распространении напряженность поля у поверхности земли существенно зависит от состояния ионосферы, которое изменяется в течение суток. Для обеспечения связи в разное время суток приходится изменять длину волны, выбирая ее каждый раз в соответствии с состоянием атмосферы в данное время суток («дневные» и «ночные» волны). Вследствие неоднородности ионосферы в одну и ту же точку у поверхности земли волны могут попадать, пройдя разные пути (рис. 142). Поэтому они приходят в точку приема в разных фазах. Непостоянство разности их фаз приводит к быстрым и глубоким изменениям напряженности поля у поверхности земли, вследствие чего наблюдаются замирания (фэдинги). Причиной замирания могут быть также изменения направления электрического поля волны

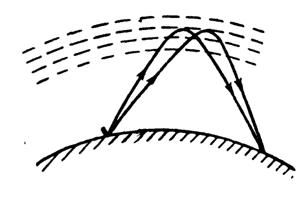


Рис. 142.

при распространении ее в ионосфере. Когда направление электрического поля волны образует с направлением проводов приемной антенны угол, близкий к $\frac{\pi}{2}$, сила приема резко падает. Замирания первого типа называются **интерференционными**, а второго — **поляризационными**[1].

На распространение волн короче 8—10 *м* ионосфера, как уже указывалось, обычно не может оказать существенного влияния. Поэтому, как правило, волны короче 8—10 *м* распространяются на расстояния, лишь немного превышающие пределы прямой видимости. Однако в некоторых случаях при возникновении сильной ионизации, в частности при образовании так называемых спорадических, т. е. не постоянно существующих, а возникающих нерегулярно слоев повышенной ионизации, может происходить отражение от таких слоев волн короче 8—10 *м*. Тогда становится возможным распространение их на расстоянии, значительно превышающие пределы прямой видимости.

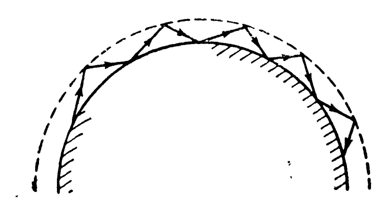


Рис. 143.

Распространение волн короче 8—10 *м* на расстояния, заметно превышающие пределы прямой видимости, может быть обусловлено также рассеянием этих волн на неоднородностях в ионосфере. Последние представляют собой небольшие области, в которых ионизация выше или ниже, чем средняя ионизация в окружающем слое. Так же как и при наличии рассеяния в тропосфере, рассеяние волн в ионосфере делает возможным проникновение их в области, лежащие далеко за пределами прямой видимости.

Распространение волн короче 8—10 *м* на расстояния, заметно превышающие пределы прямой видимости, может быть обусловлено также рассеянием этих волн на неоднородностях в ионосфере. Поние представляют собой небольшие области, в которых ионизация выше или ниже, чем средняя ионизация в окружающем слое. Так же как и при наличии рассеяния в тропосфере, рассеяние волн в ионосфере делает возможным проникновение их в области, лежащие далеко за пределами прямой видимости.

Остановимся теперь на вопросе о влиянии соударений электронов, совершающих вынужденные колебания под действием радиоволны, с ионами и нейтральными молекулами ионосферы. Соударение электронов с ионами или нейтральными молекулами газа приводит к тому, что электроны теряют ту кинетическую энергию, которую они приобрели за счет энергии радиоволны при ускорении их полем этой волны. Вследствие этого часть энергии волны превращается в тепло. Происходит поглощение волны по мере ее распро-

---

[1] Замирания наблюдаются не только на коротких волнах, распространяющихся на большие расстояния пространственной волной, но и на более длинных волнах, распространяющихся как земной, так и пространственной волнами. При сложении этих двух волн в точке приема могут возникать замирания.

странения. Как ясно из сказанного, поглощение это тем более заметно, чем чаще происходят соударения электронов с ионами и молекулами, т. е. чем больше плотность атмосферы. Следовательно, наиболее сильное поглощение наблюдается в самом нижнем слое D.

Поглощение в более высоких слоях E и F вследствие малой плотности атмосферы играет гораздо меньшую роль. Короткие радиоволны при распространении в этих слоях испытывают обычно очень малое поглощение. С другой стороны, поскольку они не испытывают поглощения со стороны земли, так как распространяются вдали от нее, волны, пришедшие к земле после отражения от ионосферы, могут иметь значительную напряженность поля. Отразившись от поверхности земли, они могут еще раз достичь ионосферы и снова отразиться от нее. В результате нескольких таких отражений короткие волны могут распространяться на очень большие расстояния и достигать самых удаленных точек на поверхности земли (рис. 143) даже при очень небольших мощностях передатчиков.

В заключение рассмотрим один принципиально важный вопрос, связанный с распространением радиоволн в ионосфере. Как мы убедились, в ионосфере радиоволны распространяются со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Но согласно теории относительности, лежащей в основе современной физики, невозможно распространение сигналов со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Нет ли здесь противоречия?

Ответ на этот вопрос заключается в следующем. Гармоническая волна, распространяющаяся в пространстве, как уже указывалось, не передает никакого сигнала. Поэтому в том, что гармоническая волна, для которой проведено наше рассмотрение, распространяется в ионосфере со скоростью, превышающей скорость света в вакууме, никакого прямого противоречия с теорией относительности нет. В случае же передачи сигнала спектр его всегда содержит более чем одну гармоническую составляющую. Если скорости распространения разных гармонических составляющих в среде различны, то скорость распространения сигнала оказывается отличной от скоростей гармонических составляющих. Более того, можно показать, что в этом случае в реальных условиях скорость распространения сигнала всегда оказывается меньше, чем скорость распространения всех гармонических волн, образующих спектр сигнала. Зависимость скорости распространения гармонических волн от частоты (длины волны) называется *дисперсией*, и следовательно, сказанное только что можно сформулировать так: наличие дисперсии в реальных условиях всегда приводит к уменьшению скорости распространения сигнала.

Чтобы убедиться в этом, необходимо более детально, чем это было сделано выше, рассмотреть зависимость скорости распространения гармонических волн от частоты. При этом мы по-прежнему будем пользоваться тем отмеченным выше сходством, которое существует между вынужденными колебаниями в колебательном контуре и вынужденными колебаниями электронов среды, происходящими под действием распространяющейся в этой среде электромагнитной волны. Но выше мы ограничивались рассмотрением только тех случаев, когда частота волны значительно ниже или значительно выше частоты собственных колебаний электронов среды и соответственно сдвиг фаз между силой, действующей на электроны со стороны поля волны, и скоростью колебаний электронов близок

либо к $+\frac{\pi}{2}$, либо к $-\frac{\pi}{2}$. Сейчас же нам необходимо рассмотреть всю зависимость скорости распространения волны от частоты волны, включая и ту область, где частота волны близка к частоте собственных колебаний электронов среды.

Как уже было отмечено, то влияние, которое оказывает среда на скорость распространения гармонических волн, зависит как от амплитуды, так и от фазы вторичной волны: чем больше амплитуда вторичной волны и чем больше сдвиг фаз ее по отношению к первичной волне, тем больше вторичная волна сдвигает фазу результирующей волны при распространении и тем сильнее она изменяет скорость ее. При приближении частоты волны к собственной частоте колебаний электронов среды вследствие явления резонанса, как и в колебательном контуре, амплитуда вынужденных колебаний электронов возрастает, но зато сдвиг фаз между первичной и вторичной волнами уменьшается.

Однако, как видно из сопоставления кривых резонанса для амплитуды (рис. 105) и фазы (рис. 106), при приближении к резонансу амплитуда колебаний вначале растет более резко, чем в непосредственной близости к резонансу; сдвиг же фаз, наоборот, непосредственно вблизи резонанса изменяется более резко, чем вдали от него. Вследствие этого при приближении к резонансу со стороны коротких волн (т. е. высоких частот) сначала преобладающую роль играет увеличение амплитуды вторичной волны, и скорость распространения волны в среде v все больше и больше превосходит скорость в вакууме c (рис. 144).

Но при дальнейшем приближении к резонансу преобладающую роль начинает играть уменьшение сдвига фаз между приходящей и вторичной волнами, и превышение скорости распространения волны в среде над скоростью ее в вакууме начинает уменьшаться. Когда частота волны оказывается равной частоте собственных колебаний электронов среды, амплитуда вторичной волны оказывается наибольшей, но сдвиг фаз между вторичной и приходящей волнами уменьшается до нуля. Поэтому при резонансе вторичная волна не изменяет фазы результирующей волны, т. е. результирующая волна распространяется в среде с такой же скоростью, как и в вакууме.

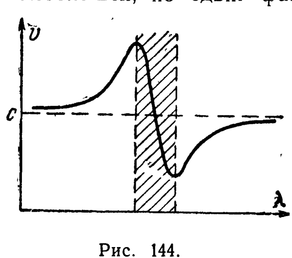


Рис. 144.

При удалении в другую сторону от резонанса (в сторону длинных волн) сдвиг фаз между вторичной и приходящей волнами, пройдя через нулевое значение, меняет свой знак на обратный и скорость распространения волны в среде начинает изменяться в другую сторону — она оказывается меньше скорости распространения в вакууме. Но по тем же причинам, что и со стороны коротких волн, это уменьшение скорости распространения по мере перехода к более длинным волнам происходит только в непосредственной близости к резонансу, а затем влияние вторичной волны начинает уменьшаться и скорость распространения в среде снова приближается к скорости в вакууме.

Изображающая этот ход зависимости скорости распространения гармонической волны от частоты кривая дисперсии (рис. 144) позволяет рассмотреть оба случая распространения радиоволн: в тропосфере и ионосфере. Как было отмечено, радиоволны гораздо длиннее тех электромагнитных волн, которым соответствуют собственные колебания электронов в молекулах газов, образующих атмосферу; таким образом, для случая распространения в тропосфере радиоволны лежат в области кривой дисперсии, расположенной справа от заштрихованной области на рис. 144, и скорость распространения радиоволн в тропосфере оказывается меньше, чем в вакууме.

С другой стороны, радиоволны короче той длины волны, которой соответствуют собственные частоты колебаний свободных электронов (эту частоту, как указывалось выше, мы должны считать равной нулю, а значит, длину волны бесконечно большой), т. е. для случая распространения в ионосфере радиоволны лежат в области, расположенной слева от заштрихованной области, и скорость распространения радиоволн в ионосфере больше, чем скорость в вакууме. Но и в том, и в другом случаях, если исключить заштрихованный участок, скорость распространения волн в среде увеличивается в сторону длинных волн (обе ветви кривой поднимаются в сторону длинных волн). Такая зависимость скорости распространения от длины волны называется н о р м а л ь н о й дисперсией.

Только непосредственно вблизи резонанса (в заштрихованном участке) скорость распространения уменьшается с ростом длины волны. Такая зависимость скорости распространения от длины волны называется а н о м а л ь н о й дисперсией.

Однако вблизи резонанса амплитуды вынужденных колебаний электронов очень велики, и поэтому почти вся энергия приходящей волны расходуется на поддержание этих вынужденных колебаний, т. е. на компенсацию тех потерь энергии, которые происходят при колебаниях электронов в среде. А это значит, что в области резонанса происходит очень сильное поглощение энергии волны средой, вследствие чего волна очень быстро затухает при распространении. Поэтому практически волна не может распространяться в среде, если частота волны соответствует области аномальной дисперсии.

Сказанное справедливо и для случая распространения радиоволн в ионосфере. Так как частота собственных колебаний свободных электронов в ионосфере равна нулю, то резонанс в этом случае, конечно, не имеет места. Но «приближение к резонансу» для этого случая означает, что частота волны становится очень низкой. При этом амплитуды вынужденных колебаний электронов должны резко возрасти, вследствие чего происходят очень частые соударения электронов с ионами, вызывающие сильное поглощение энергии волны. Следовательно, и в этом случае «приближение к резонансу» сопряжено с резким увеличением поглощения, и волны, лежащие в том участке частот, для которого имеет место аномальная дисперсия, в ионосфере практически распространяться не могут (например, поглощение длинных радиоволн при сильной ионизации слоя D ионосферы).

При наличии же нормальной дисперсии в среде скорость распространения в ней сигнала всегда меньше, чем скорость распространения гармонических волн, входящих в спектр этого сигнала. В этом нетрудно убедиться, рассмотрев сигнал, спектр которого состоит из двух гармонических волн несколько различной длины. Сиг-

налу при этом соответствует тот общий максимум, который образуется в точке, где максимумы обеих волн совпадают (точка *0* на рис. 145). Если обе волны распространяются в одну сторону, например вправо, но с разной скоростью, причем более длинная волна (изображена жирной линией) распространяется с большей скоростью, а более короткая (изображена тонкой линией) — с меньшей скоростью, то следующий максимум более длинной волны (точка *1*) через некоторое время догонит максимум более короткой волны

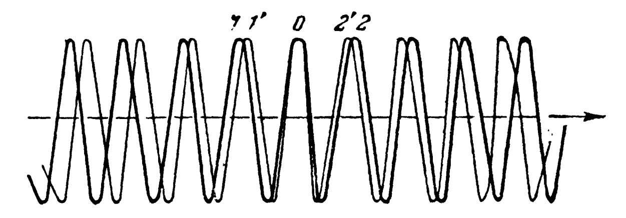


Рис. 145.

(точку *1′*) и в этот момент в точке *1′* образуется общий максимум двух волн.

Таким образом, в то время как обе волны движутся в одном направлении, точка, соответствующая сигналу, движется по отношению к ним в обратном направлении со скоростью тем большей, чем больше разность скоростей обеих волн. В результате такого «попятного движения» точки, соответствующей сигналу, относительно обеих волн, скорость распространения сигнала в пространстве оказывается меньшей, чем меньшая из скоростей распространения гармонических волн.

Как легко видеть, этот результат обусловлен именно тем, что более длинная волна распространяется с большей скоростью, чем более короткая. В противном случае точка *2′* догоняла бы точку *2* и сигнал перемещался бы по отношению к обеим волнам в ту же сторону, в которую движутся волны, т. е. перемещался бы в пространстве со скоростью, большей, чем скорости распространения обеих волн.

Но, как мы убедились, только первый случай, соответствующий нормальной дисперсии, имеет место в реальных условиях. Во всякой реальной среде, в том числе и в такой, в которой скорость гармонических волн (фазовая скорость) больше, чем в вакууме, вследствие наличия нормальной дисперсии скорость распространения сигнала в соответствии с теорией относительности оказывается меньше скорости распространения электромагнитного поля в вакууме.

СОДЕРЖАНИЕ

Цена 65 коп.